NOV 13 1923

Physikalische Zeitschrift

Begründet von **E. Riecke** und **H. Th. Simon**

Herausgeber:
Professor Dr. **M. Born** und
Professor Dr. **P. Debye**

Schriftleiter:
Dr. **Hans Küstner** in Göttingen

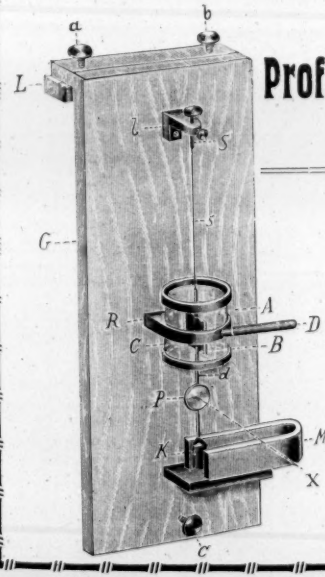
Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von zwei bis vier Bogen und wird nummernweis zur Grundzahl 1 mal Schlüsselzahl des Börsenvereins der Deutschen Buchhändler postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis 9 schweiz. Frcs. vierteljährlich. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile zur Grundzahl M. —.15, Beilagen zur Grundzahl M. 6.— für je Tausend berechnet.

Alle Manuskriptsendungen und darauf bezügliche Zuschriften sind zu richten entweder an die Herausgeber: Professor Dr. M. Born, Göttingen, Planckstraße 21, und Professor Dr. P. Debye, Zürich, Physikgebäude, Gloriastr. 35 oder an die Schriftleitung: Dr. Hans Küstner, Göttingen, Bunsenstraße 9, Physikalisches Institut der Universität, alle Büchersendungen und Anzeigenaufträge an den

Verlag von **S. Hirzel** in Leipzig, Königstraße 2.

No. 18. Leipzig, 15. September 1923 **24. Jahrgang.**

No. 636.
Printed in Germany.



Phys.-mech. Institut von

Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.

Luftdruck-Mikrometer.

Empfindlichkeit 10^{-8} Atm.

Katalog 30 erschienen und ebenso wie Spezialliste No. 29 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

Inhaltsverzeichnis:

(B. = Besprechungen.)

	Seite
Ballistik, v. Th. Vahlen. (B.)	397
Elektrizität: Materie, —, Energie, v. W. Gerlach. (B.)	396
Elektronenemission: Die glühelektrische — bei Umwandlungs- und Schmelzpunkten, v. A. Goetz.	377
Elektronenlehre: Einführung in die Ionen- und — der Gase, v. H. Greinacher. (B.)	399
Energie: Materie, Elektrizität, —, v. W. Gerlach. (B.)	396
Garten, S., Beiträge zur Vokallehre. (B.)	400
Gase: Einführung in die Ionen- und Elektronenlehre der —, v. H. Greinacher. (B.)	399
Gauß, Carl Friedrich, Werke. (B.)	400
Gerlach, W., Materie, Elektrizität, Energie. (B.)	396
Goetz, A., Die glühelektrische Elektronenemission bei Umwandlungs- und Schmelzpunkten	377
Greinacher, H., Einführung in die Ionen- und Elektronenlehre der Gase. (B.)	399
Ionenlehre: Einführung in die — und Elektronenlehre der Gase, v. H. Greinacher. (B.)	399
Kohlrausch, F., Lehrbuch der praktischen Physik. (B.)	399
v. Laue, M., Die Relativitätstheorie. (B.)	400
Materie, Elektrizität, Energie, v. W. Gerlach. (B.)	396
Physik: Lehrbuch der praktischen —, v. F. Kohlrausch. (B.)	399
Relativitätstheorie: Die —, v. M. v. Laue. (B.)	400
Schmelzpunkte: Die glühelektrische Elektronenemission bei Umwandlungs- und —, v. A. Goetz	377
Umwandlungspunkte: Die glühelektrische Elektronenemission bei — und Schmelzpunkten, v. A. Goetz	377
Vahlen, Th., Ballistik. (B.)	397
Vokallehre: Beiträge zur —, v. S. Garten. (B.)	400

Physiker, Dr. phil.,

langjähriger Leiter des physikalischen Laboratoriums einer Großfirma der Metallindustrie sucht ähnliche leitende Stellung. Angebote unter **S. H. 625** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig, Königstraße 2.

Einbanddecken zur Physikalischen Zeitschrift 1922 sind vorrätig und können zum Preise von Gz. M. 1.50 durch jede Buchhandlung oder vom Verlag S. Hirzel in Leipzig, Königstr. 2 bezogen werden.

Neuste Konstruktion!

Kugelepiskop. D.R.P. 250314.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S. 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 18. 15. September 1923. 24. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 20 am 5. Oktober 1923.

INHALT:

Originalmitteilungen:
A. Goetz, Die glühelektrische Elektronenemission bei Umwandlungs- und Schmelzpunkten. S. 377.

Besprechungen:
W. Gerlach, Materie, Elektrizität, Energie. S. 396.
Th. Vahlen, Ballistik. S. 397.
F. Kohlrausch, Lehrbuch der praktischen Physik. S. 399.
H. Greinacher, Einführung in die Ionen- und Elektronenlehre der Gase. S. 399.
M. v. Laue, Die Relativitätstheorie. S. 400.
S. Garten, Beiträge zur Vokallehre. S. 400.
Carl Friedrich Gauß, Werke. S. 400.
Personalien. S. 400.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die glühelektrische Elektronenemission bei Umwandlungs- und Schmelzpunkten.

(Auszug aus der Göttinger Habilitationsschrift.)

Von A. Goetz.

Disposition.

Das Ziel der Arbeit.

1. Die bekannten Änderungen des elektrischen Verhaltens der Metalle bei Umwandlungs- und Schmelzpunkten.
   a) Die Leitfähigkeit.
   b) Die thermoelektrischen Effekte.
   c) Der Photoeffekt.
   d) Die hierüber bestehenden theoretischen Vorstellungen und die Folgerungen für den glühelektrischen Vorgang.
2. Das glühelektrische Verhalten von Kupfer, Eisen und Mangan bei ihren Umwandlungs- und Schmelzpunkten.
   a) Die Apparatur und die Meßmethode.
   b) Die Auswertung der Messungen.
   c) Das Ergebnis der Messungen bei
      α) Elektrolytkupfer.
      β) Elektrolyteisen.
      γ) Mangan.
3. Kritik der bestehenden theoretischen Vorstellungen über Leitungselektrizität und Glühemission.

Zusammenfassung.

Schluß.

Das Ziel der Arbeit.

Die vorliegenden Untersuchungen haben das Ziel, die glühelektrische Elektronenemission einiger Metalle an der Schwelle von Umwandlungs- und Schmelzpunkten zu bestimmen.

Bekanntlich gilt für die thermische Elektronenemission das auf der gaskinetischen Theorie der Elektrizitätsleitung aufgebaute Richardsonsche Gesetz, dessen Konstitution es gestattet, die in ihm enthaltenen Materialkonstanten — die Zahl der Leitungselektronen N und die Austrittsarbeit γ — getrennt quantitativ zu bestimmen. Die zahlreichen experimentellen Prüfungen dieser Gesetzmäßigkeit ergaben eine sehr genaue Anlehnung an den errechneten Verlauf, wobei aber bemerkt werden soll, daß die Meßgenauigkeit außerordentlich groß sein muß, um die möglichen kleinen Änderungen zu bestimmen, weil die Resultate bei glühelektrischen Untersuchungen durch Strukturänderuhgen der Kathode (Rekristallisation und Zerstäubung) und die geringsten Änderungen des extremen Vakuumgrades sehr schwer quantitativ reproduzierbar sind. Außerdem sind die durchmessenen Temperaturintervalle meist zu klein, um z. B. eine mögliche geringe Temperaturabhängigkeit der Austrittsarbeit zu bestimmen, weil die untere Temperaturgrenze durch die Kleinheit der Emission festgelegt wird, welche durch das unvermeidliche Leitvermögen des Rezipienten, statische Aufladung der Innenwände und die immer noch fragliche Emission positiver Ionen verdeckt wird, während die höchste Temperatur bei den schwerschmelzenden Metallen durch Oberflächenänderungen und Zerstäubung für quantitative Messungen sehr bald erreicht wird (bei etwa 2200°).

Schließlich sei hier darauf hingewiesen, daß bei den meisten glühelektrischen Untersuchungen die Kathode direkt durch Joulesche Wärme geheizt wurde, also entweder kontinuierlich oder periodisch stromdurchflossen war, ein Vorgang, der wahrscheinlich die Zerstäubung bei hohen Temperaturen beeinflußt.

Aus den angeführten Gründen ist es naheliegend, die Glühemission von Metallen zu untersuchen (siehe z. B. Cermak[1]), welche nicht stromdurchflossen sind und durch die Art ihrer Anbringung auch die Messung im geschmolzenen Zustand gestatten. Einerseits ist damit der Meßbereich nach oben hin erweitert (soweit nicht Einschränkung durch Verdampfung bestehen) und die Zahl der der Untersuchung zugänglichen Metalle vergrößert, andererseits ist es von wesentlichem theoretischen Interesse, die Kenntnis von den elektrischen Eigenschaften der Metalle bei Struktur- und Phasenänderung zu erweitern.

Gerade die glühelektrischen Erscheinungen

1) Cermak, Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 414, 1912.

haben die bestehenden Vorstellungen über die Elektrizitätsleitung in Metallen ausschlaggebend beeinflußt, während die übrigen elektrischen Vorgänge bei Struktur- und Zustandsänderungen oft zu bedeutenden Diskrepanzen mit den bestehenden Theorien führten.

So zerfällt die Arbeit in eine zusammenfassende Betrachtung der schon bekannten Änderungen des elektrischen Verhaltens in den zu erörternden Punkten und deren theoretische Deutung, in eine Darlegung der glühelektrischen Untersuchung und deren Ergebnisse und schließlich in eine kritische Betrachtung der bestehenden Theorien im Lichte der neu gefundenen Ergebnisse. Es soll aber hier sogleich bemerkt werden, daß die Versuche auf Vollständigkeit keinen Anspruch machen können, da die Zahl der untersuchten Metalle zu gering ist, ebenso Legierungen und Halbleiter nicht einbegriffen sind.

1. Die Änderung des elektrischen Verhaltens der Metalle bei Umwandlungs- und Schmelzpunkten.

a) Die Leitfähigkeit.

Schon an dieser Stelle soll eine prinzipielle Schwierigkeit erwähnt werden, welche verhindert, zwischen den Resultaten dieser Arbeit und den bekannten Untersuchungen direkte Parallelen zu ziehen. Bei der Untersuchung der glühelektrischen Vorgänge ist man notwendig auf Temperaturen angewiesen oberhalb von ca. 950°, man muß daher mit den Messungen in einem Gebiet beginnen, wo die meisten Untersuchungen über das elektrische Verhalten der Metalle aufhören und wo die metallographischen Eigenschaften der Metalle noch nicht entfernt durchforscht sind wegen der außerordentlichen Schwierigkeiten, welche fehlerfreie Versuchsbedingungen in diesen Temperaturbereichen mit sich bringen. So beschränken sich die Leitfähigkeitsmessungen größtenteils, die thermoelektrischen und magnetischen Untersuchungen m. W. mit ein bis zwei Ausnahmen, die Druckmessungen ausschließlich auf Metalle, die unterhalb der Rotglut schmelzen oder Modifikationsänderungen erleiden. Allerdings sind auch unter diesen Umständen Anhaltspunkte gegeben, um einen Einblick in die Verhältnisse zu erlauben und hier und da Extrapolationen auf andere Stoffe bzw. andere Temperaturintervalle zu gestatten. —

Generell ist das Resultat der Untersuchungen der Leitfähigkeitsänderungen beim Schmelzen nach Baedeker[1]) und Siebel[2]), daß im Schmelzpunkt sich der Widerstand sprunghaft steigert. Die von Baedeker angegebenen Untersuchungen wurden in neuester Zeit von Tsutsumi[1]) bis zum Kupfer erweitert, welcher Fall später noch ausführlicher behandelt werden soll.

Das Ergebnis aller vorliegenden Untersuchungen führt zu der bemerkenswerten Tatsache, daß das Verhältnis:

$$\frac{\text{Widerstand (flüssig)}}{\text{Widerstand fest}} = \text{ca. } 2$$

ist mit Ausnahme der sich bei Druck-, thermoelektrischen, galvano- und thermomagnetischen Verhältnissen abnorm verhaltenden Metalle *Sb*, *Bi*, *Ga* und *Hg*. —

Sehr eingehend ist auch die Abhängigkeit des Leitfähigkeitssprunges von dem Druck durch Bridgeman[2]) untersucht worden, leider entziehen sich die untersuchten Elemente (*K*, *Na*, *Li*, *Ga*) infolge ihres niedrigen Schmelzpunktes der glühelektrischen Untersuchung. Sehr bemerkenswert ist aber das Resultat, daß beim Schmelzen der Druckkoeffizient stets größer wird, und zwar immer in dem Sinne seines Vorzeichens in der festen Phase (+ bei *Li*, — bei *K*, *Na* und *Ga*).

Die bei Modifikationsänderungen reiner Metalle entstehenden Leitfähigkeitssprünge sind noch zu wenig untersucht, erwähnt sei das Ergebnis von Koenigsberger an Silizium zwischen — 200° und + 900°, das aber wegen der noch nicht einwandfrei festgestellten Natur und Lage der Umwandlungspunkte schwer nachzuprüfen ist.

b) Die thermoelektrischen Effekte.

Zur Erklärung des Mechanismus der Elektrizitätsleitung in Metallen sind thermoelektrische Versuche im Schmelzpunkt schon seit langem unternommen worden, allerdings oft mit widersprechenden Resultaten.

Die Untersuchungen beschränken sich auf leichtschmelzende Metalle, wovon eine große Reihe von Cermak und Schmidt[3]) geprüft wurden. Cermak faßt seine Resultate dahin zusammen, daß „... bei keiner der untersuchten Metallkombinationen, wenn eines der Metalle fest oder flüssig ist, irgendein Sprung der thermoelektrischen Kraft stattfindet ...". Koenigsberger und Weiß[4]) haben dagegen Sprünge im Schmelzpunkt der einen

1) Baedeker, Die elektrischen Erscheinungen in Metallen. Seite 33. Braunschweig 1911.
2) Siebel, Die Elektrizität in Metallen. ibid. 1922.

1) Tsutsumi, Science Rep. Tôhoku Univ. **7**, 93, 1918.
2) Bridgeman, Proc. Nat. Acad. **6**, 505, 1920.
3) Cermak u. Schmidt, Ann. d. Phys. **26**, 521, 1908; **33**, 1195, 1910; **36**, 575, 1911.
4) Koenigsberger u. Weiß, Ann. d. Phys. **35**, 1, 1911.

Komponente bemerkt. Siebel[1]) und Gelhoff und Neumeier[2]) haben diese Untersuchungen von neuem mit großer Genauigkeit unternommen mit dem Ergebnis, daß im Schmelzpunkt leichtschmelzender Metalle eine Unstetigkeit der Kurve eintritt in dem Sinne, daß der Anstieg der thermoelektrischen Kraft beim Schmelzen geringer wird. Unregelmäßigkeiten des Verlaufes im Schmelzen werden mit dem Auftreten der thermoelektrischen Zusatzspannung zwischen der festen und flüssigen Komponente desselben Metalls gedeutet, die

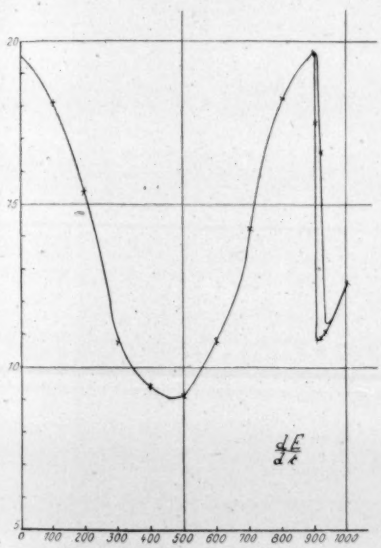


Fig. 1.

Unstetigkeit selbst wird theoretisch mit der Annahme erklärt, daß die Elektronendichte im Metall direkt proportional der Metalldichte ist.

Somit erscheint es also wahrscheinlich, daß beim Schmelzen eine wenn auch kleine Änderung der thermoelektrischen Kräfte vorhanden ist, was auch mit den übrigen Untersuchungen übereinstimmt, bei denen die entsprechenden Änderungen der Thermokräfte bei Legierungen und Umwandlungen derselben bestimmt wurden. Wesentlich ist aber das Resultat, daß die Änderungen thermoelektrischer Art an den kritischen Punkten in eine wesentlich kleinere Größenordnung fallen als die Leitfähigkeitssprünge.

Die thermoelektrischen Verhältnisse bei Modifikationsänderungen der einen Komponente sind nur in ganz wenigen Fällen untersucht worden. Es sei hier auf die Untersuchung von Burgess[1]) hingewiesen, die deshalb von besonderem Interesse ist, weil sie sich auf das in dieser Arbeit glühelektrisch untersuchte vakuumgeschmolzene Elektrolyteisen bezieht, allerdings nicht die glühelektrisch bestimmte Modifikationsänderung (γ/δ) einbegreift. Die nach den Versuchsdaten gezeichneten Kurven — für die Thermospannung Fig 1, den Peltiereffekt Fig. 2 — zeigen bei der Umwandlung

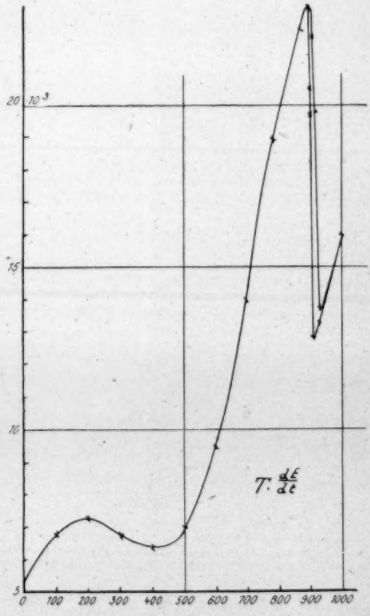


Fig. 2.

des Eisens in die β-Form keine Änderung, wohl aber im β/γ-Punkt bei etwa 900°. Für die später weiter ausgeführte Theorie sei hier darauf hingewiesen, daß der Übergang α/β nicht von einer Änderung im Kristallsystem begleitet ist, daß aber der β/γ-Punkt den Übergang der kubischen in die regulär-oktaedrische Form

1) Siebel, Ann. d. Phys. **45** (4), 839, 1914 und **60** (4), 260, 1919.
2) Gelhoff u. Neumeier, Verh. d. D. Phys. Ges. **21**, 201, 1919.

1) Burgess, Bull. Bur. of Standard **14**, 15, 1918.

nach Benedicks[1]) und F. Wever[2]) darstellt. Auch bei dieser Untersuchung zeigt sich die durch nicht genaue Reversibilität der Allotropie verursachte Hysteresiserscheinung. Vorläufig ist die Schwankung bei 400° nicht mit einem Umwandlungspunkt molekularer oder magnetischer Natur zu erklären. —

c) Der Photoeffekt.

Von besonderem Interesse für diese Untersuchung ist das photoelektrische Verhalten der Metalle beim Schmelzen — ist doch die Analogie zwischen der lichtelektrischen und der thermischen Elektronenemission ebenso naheliegend als oft versucht.

Leider liegen über das photoelektrische Verhalten der Metalle beim Schmelzen nur die Untersuchungen von Pohl an Quecksilber und von Dember[3]) an einer Kalium-Natrium-Legierung vor, Metalle, die naturgemäß von der glühelektrischen Untersuchung ausgeschlossen sind. Beide Arbeiten ergeben keinen Unterschied oder merkliche Diskontinuität in der Elektronenemission beim Übergang in die flüssige Phase. Eine Unregelmäßigkeit in der Dember schen Untersuchung, die etwas oberhalb des Schmelzpunktes seiner Legierung liegt, wird von ihm auf eine Änderung des Reflexionsvermögens der Oberfläche zurückgeführt. —

d) Die hierüber bestehenden theoretischen Vorstellungen und die Folgerungen für den glühelektrischen Effekt.

Zur Erklärung der im Vorhergehenden beschriebenen elektrischen Vorgänge bei Struktur-änderungen des Leiters fehlt es nicht an theoretischen Vorstellungen, die aber zum größten Teil deshalb nicht ganz befriedigend sind, weil keine der bestehenden Leitungstheorien frei von Widersprüchen mit den mannigfachen Erscheinungen ist. Es soll daher im folgenden eine kurze Darstellung der wichtigsten Theorien Platz greifen, die eine Deutung des glühelektrischen Effektes zulassen.

Die erste durchgearbeitete theoretische Vorstellung vom Wesen der elektrischen Leitung stammt von Riecke, Drude und Lorentz und übernimmt bekanntlich die Vorstellungen der kinetischen Gastheorie. Man nimmt in diesem Sinne an, daß in jedem Leiter eine spezifische Zahl freier Elektronen existiert, welche den Elektrizitätstransport vermittelt. Als zweite Aussage dieser Vorstellung wird diesen freien Elektronen eine bestimmte freie Weglänge zugeschrieben, im übrigen gilt das Maxwellsche Verteilungsgesetz.

Über die Abhängigkeit des Leitvermögens von der Temperatur kann diese Theorie a priori nichts aussagen, da sowohl N, die Zahl der freien Elektronen, als auch λ, die freie Weglänge, unbekannt sind. Es fehlt daher nicht an Hypothesen, N und λ die zur Klärung der verschiedenen experimentellen Befunde erforderlichen Änderungen zuzuschreiben. Unerklärbar bleibt aber der „Supraleitungseffekt", da in der Nähe des absoluten Nullpunktes die freien Elektronen ruhen müßten, also Elektrizität nicht zu transportieren vermöchten.

Der Sprung, welchen die Leitfähigkeit bei Änderungen des Aggregatzustandes erleidet, muß so erklärt werden, daß entweder die Zahl der freien Elektronen oder die mittlere freie Weglänge kleiner wird, nach Lorentz ist nämlich die Leitfähigkeit:

$$\varkappa = \sqrt{\frac{2}{3\pi}} \cdot \frac{\varepsilon^2 N \lambda v}{\alpha T},$$

wo ε die spezifische Ladung, v die mittlere Geschwindigkeit, α den Ausdehnungskoeffizienten der Gase, T die absolute Temperatur bedeutet. Man kann also nicht entscheiden, ob sich N, λ oder v ändert.

Auch die erwähnte, von Bridgeman untersuchte Druckabhängigkeit des elektrischen Widerstandes bei Metallen und Metalloiden in festem und flüssigem Zustand läßt sich mit der gaskinetischen Theorie nicht befriedigend deuten, da die Leitfähigkeitszunahme bei steigendem Druck nur durch eine nicht plausible Vergrößerung zu erklären ist[1]).

Zur Erklärung der thermoelektrischen Erscheinungen muß man die Annahmen dahin modifizieren, daß auch die Zahl der freien Elektronen eine Funktion der Temperatur ist innerhalb desselben Leiters, so daß einem Temperaturgefälle längs des Leiters auch ein elektrischer Potentialgradient entspricht. Mit dieser kontinuierlichen Änderung von N steht im Einklang, daß die thermoelektrischen Kräfte im Schmelzpunkt nur eine geringe Unstetigkeit zeigen, im Widerspruch aber die Tatsache des Widerstandssprunges.

Wie erwähnt, ist die durch die gaskinetische Elektronentheorie gegebene Gesetzmäßigkeit der glühelektrischen Vorgänge eine Hauptstütze für sie gewesen, so daß sich die Frage erhebt, welche Annahmen der Theorie zur Ableitung

1) Benedicks, Iron and Steel 1912.
2) F. Wever, Mitteilungen aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung **3**, 45, 1921.
3) Dember, Ann. d. Phys. **23**, 957, 1907.

1) Bridgeman, Proc. Acad. Nat. **6**, 505, 1920.

des Richardsonschen Gesetzes benutzt wurden.

Die Richardsonsche Gleichung steht auf dem Boden einer rein thermodynamischen Auffassung des Problems. Richardson, Wilson u. a. m. betrachten die im Metall enthaltenen freien Elektronen als Gas von definiertem Druck, zum Austritt aus der Oberfläche ist eine — möglicherweise temperaturabhängige — „Austritts- bzw. Verdampfungsarbeit" zu leisten. Das verdampfte Elektronengas steht also immer im thermodynamischen Gleichgewichtszustand mit den im Metall befindlichen Elektronen. So folgt unter Benutzung der Clausius-Clapeyronneschen Beziehung für den Sättigungsstrom:

$$i = N \cdot e \sqrt{\frac{R}{2\pi m}} \cdot \sqrt{T} \cdot e^{-\frac{\gamma}{RT}},$$

wo γ die Austrittsarbeit, R die Gaskonstante und m die Masse des Elektrons bedeutet. Fast alle bisher veröffentlichten Untersuchungen ergaben nun bei sauberen Versuchsverhältnissen die Temperaturunabhängigkeit von N und γ, eine Tatsache, die im Widerspruch zu der theoretischen Forderung steht, welche die Erklärung der thermoelektrischen Vorgänge bezweckt. Es sei hier auf eine von Richardson[1]) selbst hingewiesene Abweichung aufmerksam gemacht, wonach H. L. Cook[2]) bei Osmiumdraht eine Unregelmäßigkeit bei einer bestimmten Temperatur gefunden hat.

Baedeker versucht, die gleiche thermodynamische Betrachtung auf die thermoelektrischen Vorgänge zu übertragen[3]), indem bei Temperaturerhöhung eine Steigerung des Dampfdruckes der Elektronen erfolgen soll, so daß ein Teil von ihnen zu den kälteren Stellen „abdestilliert". Zur Behebung einiger thermodynamischer Schwierigkeiten wurde diese Anschauung von Krüger[4]) mit der Annahme modifiziert, daß erst unter bestimmten Einflüssen (Temperaturerhöhung, elektrisches Feld usw.) die gebundenen Elektronen in Freiheit gesetzt werden, eine Vorstellung, welche später weiter verfolgt werden soll, welche aber insofern besonderes Interesse beanspruchte, als sie den Übergang zu der „phoretischen" Elektronentheorie von Benedicks[5]) darstellt.

Die zahlreichen Widersprüche, welche die kinetische Elektronentheorie nicht zu lösen vermag, führten Benedicks zu einer grundsätzlich anderen Anschauung, welche von dem sicherlich richtigen Grundsatz ausgeht, daß „... von jeder Theorie der Leitung der Metalle gefordert werden muß, daß sie im allgemeinen eine verbesserte Leitung ergibt, wenn die Atomabstände abnehmen ...". Dieser Autor stellt sich den Mechanismus der Leitung so vor, daß „... die Leitung dadurch zustande kommt, daß die Elektronen unter der Einwirkung des elektrischen Feldes von Atom zu Atom übergehen beim Zusammenstoß der Atome ...".

Da die kinetische Gastheorie zeigt, daß abstoßende Kräfte zwischen den Korpuskeln nicht bestehen, sondern „... nur durch den der kinetischen Bewegung entsprechenden gegenseitigen Anprall der Atome vorgetäuscht werden ...", so ergibt sich eine immer größere Annäherung der Atome aneinander bei tiefen Temperaturen, was einen immer reibungsloseren Elektronenübergang — die Supraleitung — bedingt. Damit ist auch der mit der Temperatur ansteigende Widerstand zwanglos erklärt, der sich, sobald die Atome translatorische Energie erhalten, d. h. im Schmelzpunkt, sprunghaft ändern muß.

Die spezifische Leitfähigkeit führt Benedicks auf die „atomare" zurück, die definiert wird:

$$K_A = \frac{K \cdot A}{s},$$

wo K die spezifische Leitfähigkeit, A das Atomgewicht, s das spezifische Gewicht bedeutet. Die Atome im festen Körper schwingen mit der Frequenz ν hin und her und geben dabei je nach den Valenzverhältnissen ein oder mehrere Elektronen ab. Ist die abgegebene Elektrizitätsmenge C, so gilt für die Leitfähigkeit:

$$K = C \cdot \nu,$$

wo C eine Materialkonstante darstellt, welche die Leichtigkeit des Elektronenaustausches bedeutet — die „Elektroaffinität" des Metalles.

Die Benedicksche Auffassung erklärt in ihrer bisherigen Fassung eine Reihe von Erscheinungen nicht, auch ist der Vorgang der Elektronenübertragung beim „Zusammenstoß der Atome" schwer vorstellbar, sie enthält aber zweifellos einen richtigen Kern, da sie eine Gesetzmäßigkeit der spezifischen Widerstände der Leiter im Rahmen des periodischen Systems durch die Einführung der atomaren Leitfähigkeit zu finden erlaubt. Einige Unklarheiten bezüglich der Temperaturabhängigkeit der Widerstände sind von Grüneisen[1])

1) Richardson, Emission of electricity from hot bodies, p. 65. London 1921.
2) H. L. Cook, Phil. Mag. 21, 408, 1911.
3) Baedeker, diese Zeitschr. 11, 809, 1910 und Ann. d. Phys. 35, 75, 1911.
4) Krüger, diese Zeitschr. 11, 800, 1910; desgl. 12, 360, 1911.
5) Benedicks, Jahrb. d. Rad. u. El. 13, 351, 1916.

1) Grüneisen, Verh. d. D. Phys. Ges. 20, 53, 1918.

durch die Einführung des Begriffs der korrespondierenden Temperaturen aus der Debyeschen Theorie der Atomwärmen [1]) beseitigt worden.

Leider ist m. W. noch nicht ein erfolgreicher Versuch gemacht worden, die glühelektrischen und thermoelektrischen Vorgänge im Sinne dieser Auffassung zu deuten. —

Als dritte Leitungstheorie, welche wesentlich neue Anschauungen einführt, ist die Theorie von Borelius [2, 3]) von Wichtigkeit. Nach ihr wird die Elektrizitätsleitung durch Elektronen bewerkstelligt, welche in den intermolekularen Zwischenräumen ihren Platz haben und durch dieselbe Kraft, welche die Existenz des Raumgitters ermöglicht, in dieser Lage gehalten werden. Der Vorzug dieser Annahme besteht darin, daß nun die Forderung einer Äquipartition der thermischen Energie des Körpers auf die Atome und die Leitungselektronen nicht mehr erforderlich ist, solange nämlich die Atomschwingungen völlig geordnet sind, d. h. ein Gitter besteht. Für diesen Fall sind die Kraftfelder der Atome symmetrisch, irgendwelche Kräfte werden also auf das Elektron nicht ausgeübt. Wird die periodische Bewegung der Atome aber gestört, wie es z. B. beim Schmelzen der Fall ist, so bewirkt dieser Umstand eine Erhöhung der Elektronenenergie.

Ein weiterer Vorteil der Boreliusschen Theorie ist der, daß sie verhältnismäßig leicht eine Erklärung auch der thermoelektrischen Effekte geben kann. Ausgehend von der Bohrschen Auffassung, daß die thermoelektrischen Größen von einer Änderung der atomaren Kraftfelder ausschlaggebend beeinflußt werden, weist Borelius nach, daß der elektrotherme Einfluß einer Änderung der Elektronenenergie oder -zahl bei starren Feldern klein ist gegenüber der Änderung der Kraftfelder der Atome. So kann er z. B. die Thomsonwärme allein durch eine Änderung dieser Kraftfelder deuten, indem er die Elektronenenergie sehr klein annimmt. Es folgt aus dieser Vorstellung, daß die Zahl der Leitungselektronen von der Form des Gitters abhängt, daß also bei einer Verschiebung oder Zerstörung des Gitters eine Änderung der thermoelektrischen Effekte auftreten muß. Das steht im Einklang mit den beschriebenen Beobachtungen von Burgeß und ist mit Rücksicht auf die Resultate dieser Untersuchung von Wichtigkeit, weil sie die Auffassung, daß die Leitungselektronen nicht vollständig frei, sondern in irgendeiner Weise in dem Raumgitter eingruppiert sind, auch durch den Verlauf der Glühemission bei Umwandlungen bestätigt.

Die Leitung im geschmolzenen Leiter ist dadurch gekennzeichnet, daß das Gitter zerstört wird und die Atome translatorische Energie erhalten. Für diesen Fall ergibt sich also das Bild, welches die gaskinetische Theorie entwirft. Allerdings ist in diesem Fall die geringe Änderung der thermoelektrischen Kräfte nicht ohne weiteres zu erklären, insbesondere die erwähnte Beziehung, daß die elektrotherme Änderung proportional dem Volumensprung ist, ein Vorgang, welcher darauf hindeutet, daß die thermoelektrischen Kräfte in sehr enger Beziehung zu der Zahl der Leitungselektronen stehen.

Welche Folgerungen können nun aus der Benedickschen und Boreliusschen Auffassung für den Mechanismus des glühelektrischen Elektronenaustritts gezogen werden?

Der grundlegende Unterschied dieser Hypothesen gegenüber der gaskinetischen Elektronentheorie ist der, daß die Atome bzw. ihre Kraftfelder von ausschlaggebendem Einfluß auf die leitungselektrischen Vorgänge sind, daß also die Energie der Leitungselektronen klein ist gegenüber der Atomenergie und die Leitungselektronen in irgendeiner Form an das Raumgitter gebunden sind.

Welche Vorgänge glühelektrischer Art bei Modifikations- und Phasenänderung können nach den geschilderten übrigen leitungselektrischen Vorgängen und Anschauungen vorhergesagt werden?

Die gaskinetische Theorie und insbesondere die Richardsonsche Vorstellung gestattet keine Aussage über das Verhalten der „Verdampfungswärme" der Elektronen bei den zu untersuchenden Umwandlungen. Die thermoelektrischen Beobachtungen und deren Deutung gestatten aber vorherzusagen, daß bei Modifikationsänderungen eine Änderung der Dichte der Leitungselektronen, d. h. der Konstanten N, im Schmelzpunkt aber eine solche nicht eintreten darf.

In welcher Weise die sprunghafte Abnahme der freien Weglängen der Elektronen beim Schmelzen — die Erklärung der gaskinetischen Theorie für den Leitfähigkeitssprung — die Elektronenemission beeinflußt, kann ebensowenig gesagt werden.

2. Das glühelektrische Verhalten von Kupfer, Eisen und Mangan bei ihren Umwandlungs- und Schmelzpunkten.

a) Die Apparatur und die Meßmethode.

Die Vakuumapparatur bestand aus der Kombination einer Pfeifferschen Ölpumpe, der

1) Debye, Ann. d. Phys. **39**, 789, 1912.
2) Borelius, Ann. d. Phys. **53**, 615, 1917.
3) Borelius, Ann. d. Phys. **57**, 231, 1918.

Gaedeschen rotierenden Quecksilberpumpe und einer Gaedeschen Diffusionspumpe. Zwischen den letzten beiden Pumpen befand sich ein abgekürztes MacLeodsches Manometer und eine Trockenvorrichtung mit Phosphorsäureanhydrid. Ersteres diente dazu, die Drucke vor der Diffusionspumpe zu bestimmen bzw. festzustellen, mit welcher Geschwindigkeit die Diffusionspumpe arbeiten konnte, was bei der sehr schwierigen und langwierigen Evakuierung von großer Wichtigkeit war. Von der Diffusionspumpe an bis zum Rezipienten war jeder Schliff vermieden. Rezipient, Gasfalle, Absorptionsrohr und Barometerhahn waren miteinander verblasen. Der abgekürzte Barometerverschluß diente dazu, bei einer Unterbrechung des Auspumpens den Rezipienten dicht gegen die Dampfstrahlpumpe abzuschließen, das Adsorptionsrohr dazu, die Pumpgeschwindigkeit nach Bedarf zu vergrößern bzw. denn Diffusionswiderstand der Leitung herabzusetzen. Wie später noch ausführlicher gesagt werden soll, traten nämlich vorübergehend sehr erhebliche Gasabgaben auf, besonders bei Temperaturen, innerhalb welcher der Heizdraht schon weißglühte, also außerordentlich empfindlich war. Da nun die Pumpgeschwindigkeit der Diffusionspumpe durch den Leitungswiderstand begrenzt ist, so war in solchen Punkten der Draht gefährdet, weshalb die Adsorptionskohle abgekühlt wurde und diese nun die abgegebenen Gase schneller aufnahm, weil der Leitungswiderstand zwischen dem Adsorptionsrohr und dem Rezipienten nur etwa den 10. Teil der Gesamtleitung betrug.

Eine erhebliche experimentelle Schwierigkeit bestand in der Konstruktion des Schmelztiegels und der Heizung desselben. In zweijährigen Versuchen wurden mehrere Methoden ausgearbeitet, die sich in der Art der Energiezuführung für den Ofen unterscheiden. Außerordentlich erschwerend ist der Umstand, daß die großen, zur Heizung erforderlichen Energiemengen zu ihrer Zuleitung in das Innere des Rezipienten die Einführung großer Metallmassen in das Hochvakuum bedingen und dieses oft fast unmöglich machen.

Es bestehen zur Zuführung des Heizstromes zwei Möglichkeiten: die indirekte durch Induktion von Schwingungen und die direkte durch Joulesche Wärme. Im folgenden soll nur die letzte Anordnung beschrieben werden, da sie bei den beschriebenen Versuchen angewendet wurde, sie besitzt den Vorteil der vereinfachten Versuchsanordnung und des geringeren Stromverbrauches, erschwert aber durch die großen Metallmassen das Entgasen und gestattet nicht die Erreichung der höchsten Temperaturen.

Der Rezipient selbst war folgendermaßen gebaut (Fig. 3): Der Glasballon A trägt neben der Zuleitung in seinem oberen Ende die Ansätze B_1 und B_2, durch welche Platindurchführungen zu den Elektroden führen. Das untere Ende von A ist der Schliff C, in den das Bodenstück D paßt, dieses besitzt ebenfalls zwei Ansätze E_1 und E_2, zylindrische Glas-

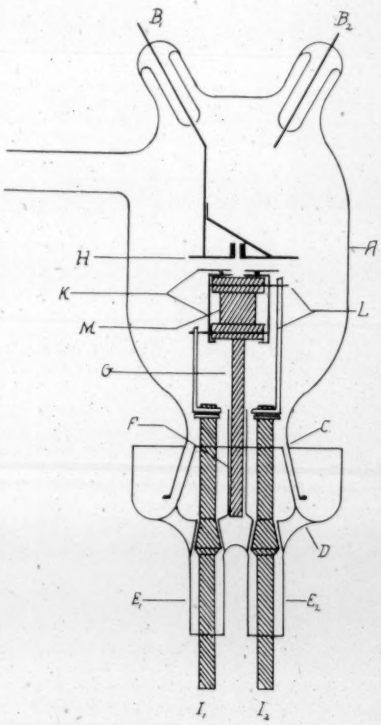


Fig. 3.

stutzen, die oben in je einen Schliff auslaufen und die zur Aufnahme der Stromzuführungen für den eigentlichen Ofen dienen. In der Mitte des Bodenstückes ist ein Glasrohr F eingeschmolzen, dessen lichte Weite genau gleich dem Querschnitt des Kohlestabes G ist, welcher den Ofen trägt.

Durch die Stutzen E_1 und E_2 sind die Eisenstäbe I_1 und I_2 eingeführt, welche in der Mitte einen Schliffkonus tragen, der in den entsprechenden Hohlkonus im Bodenstück D paßt.

Am oberen und unteren Ende sind auf diese Elektroden Gewinde aufgeschnitten, welche Muttern zur Befestigung der Anschlüsse tragen. Die Dichtung der Schliffe E/I_1 war deshalb schwierig, weil Gummifett naturgemäß wegen seines nicht zu vernachlässigenden Dampfdruckes nicht verwendet werden durfte, Quecksilberdichtung aber durch die senkrecht nach unten gerichtete Lage der Stutzen nicht ohne weiteres angängig war. Die Schliffe wurden deshalb zunächst mit dem Bodenstück nach oben gedreht, eine etwa 4 mm hohe Schicht Quecksilber aufgeschüttet und diese wieder mit einer Mischung von in Glyzerin (wasserfrei) aufgeschlämmter Bleiglätte überschichtet. Nach einigen Tagen war die Masse vollständig erstarrt, so daß die Stutzen nach unten gerichtet werden konnten, ohne daß das Quecksilber seine Lage änderte. Der Nachteil dieser Art der Dichtung ist die große Temperaturempfindlichkeit, da das Quecksilber so keinen Raum mehr hat, sich auszudehnen und bei geringer Temperaturerhöhung den Schliff sprengt. Da andererseits zur Entgasung des Rezipienten eine hohe Temperatur erforderlich ist, so mußte die Kühlung des Rohres so eingerichtet werden, daß das Bodenstück auf Zimmertemperatur, der eigentliche Rezipient aber eine Temperatur von 300°—400° erhielt. Das wurde erreicht, indem der ganze Rezipient in einen Behälter gehängt wurde, welcher bis zur Höhe von D mit Wasser, darüber mit Paraffinöl gefüllt war. Das Wasser wurde mit einer Kühlschlange gekühlt. —

An dem oberen Ende von I_1 und I_2 waren Kupferstäbe angeschraubt, in welchen die Wolframzuführungen L zu dem Ofen befestigt waren. Dieser ist im Durchschnitt vergrößert in Fig. 4 gezeichnet. Er wird getragen von einem Stab aus Homogenkohle, welche — wie alle Kohleteile — im Vakuum vorgeglüht worden war, um die Reste organischer Bindemittel zu beseitigen. Zur Verringerung der Wärmeableitung war der Stab so dünn wie möglich. Sein oberes Ende war ganz schwach konisch geschliffen und auf diese Weise in der Bohrung des eigentlichen Kohlerohrofens M befestigt. Dieser bestand ebenfalls aus Homogenkohle und war im mittleren Teil auf eine Wandstärke von etwa $^1/_{10}$ mm abgeschliffen, wobei auf die größte erreichbare Genauigkeit und Gleichmäßigkeit Wert gelegt wurde. In den ringförmig verstärkten Endstücken waren die Rillen Q so eingedreht, daß sie ein Schraubengewinde von etwa 2 Gängen bildeten, in welche eine genau passende Wolframspirale von 0,8 mm Drahtdurchmesser paßte. Auf diese Weise war ein von der Temperatur ziemlich unabhängiger Kontakt hergestellt. Selbstverständlich durfte das Schmelzgut nicht mit Kohle direkt in Berührung kommen, weshalb das Kohlerohr mit einem genau passenden Rohr aus Magnesia oder Zirkonoxyd ausgefüttert war (O). Der Boden wurde aus gestampfter Magnesia P gebildet, die immer wieder von neuem gesintert und nachgepreßt wurde. Um das Schmelzgut auf ein gewisses Potential bringen zu können und die emittierten Elektronen nachzuführen, war in dem Tiegel noch die Wolframelektrode N eingelassen, welche mit der negativen Elektrode der Heizstromzuführung verbunden war. —

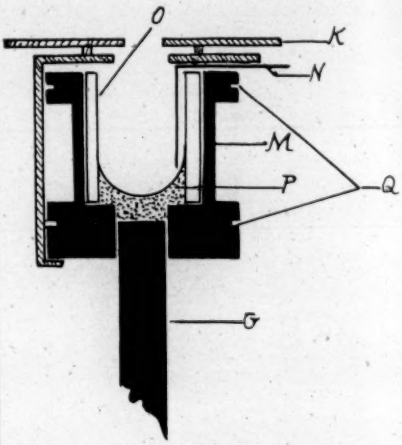


Fig. 4.

Sollte diese Vorrichtung zur Elektronenstrommessung dienen, so mußte verhindert werden, daß die Elektronen der übrigen glühenden Tiegelteile in die Anode gelangten. Deshalb war über dem Schmelzgut die Blende K angebracht, welche mit drei Bändern um den ganzen Ofen gelegt wurde, sobald der Tiegel beschickt worden war. Die Blende bestand aus zwei Teilen, d. h. zwei konzentrisch liegenden Blenden, welche im Abstand von etwa 1 mm aneinander genietet waren. Die Öffnung der unteren Blende war kleiner als die Tiegelöffnung, um zu verhindern, daß die von der inneren, nicht vom Metall bedeckten Tiegelwand emittierten Elektronen austreten könnten. Hierüber war im Abstand von etwa 1,5 mm eine zweite größere Blende angebracht, deren innere Öffnung konzentrisch über derjenigen der erstgenannten Blende lag. Hierdurch sollte bewirkt werden, daß diejenigen Elektronen, welche

von der unteren Blende bei Rotglut emittiert wurden, nicht an die Anode gelangten. Bei hohen Temperaturen des Schmelzgutes ließ es sich nämlich nicht vermeiden, daß die darüber liegende Blende durch Strahlung erheblich erwärmt wurde. Nach außen überragten die Blenden den Ofen nach allen Seiten hin, so daß auch von hier keine Elektronen an die Anode gelangen konnten, sobald das positive Ende des Ofens in leitende Verbindung mit der Blende gebracht wurde.

Die Anode H besteht aus einer Eisen- bzw. Tantalplatte, die in der Mitte eine Bohrung aufweist, welche nach oben durch einen kleinen Zylinder desselben Materials verlängert wird. Die Bohrung dient als Schauloch für den Ofen, die Verlängerung sollte dazu dienen, daß die Elektronen, welche durch das Loch hindurchschießen, an den Wänden des Kanals aufgefangen werden.

Die Zuführung B_2 wurde bei den beschriebenen Versuchen nicht benutzt, sie sollte ursprünglich als Zuleitung zu einem Gitter dienen, um Austrittsgeschwindigkeiten messen zu können. Da sich aber die verdampfenden Metallmengen auf ihn niederschlugen, so war eine exakte Messung wegen der sich ständig ändernden Gitterkonstanten unmöglich und wurde deshalb diese Elektrode später entfernt.

Die Entgasung des Röhreninnern nahm mehrere Tage in Anspruch, was durch die großen, im Vakuum befindlichen Materialmengen sehr leicht erklärlich ist.

Die Temperatur wurde im Verlauf von etwa 3 Tagen bis auf etwa 1700° gesteigert. Man konnte es auf diese Weise erreichen, daß eine Zerstäubung des Drahtes vollkommen verhindert wurde. Selbstverständlich durfte in dieser Zeit der Entgasungsprozeß auch nachts nicht unterbrochen werden.

Das Kriterium für die Güte des Vakuums bestand neben den Vorvakuummessungen und den glühelektrischen Kriterien, welche der Verfasser[1]) a. a. O. beschrieben hat, in den immer wiederholten Widerstandsbestimmungen des Heizdrahtes und Kohlerohres, bei denen sich eintretende Veränderungen durch Rekristallisation und Zerstäubung sehr bald zeigten.

Die Temperaturmessung geschah mit Hilfe des Wannerschen Pyrometers. Die durch die Öffnung in der Anode austretende Strahlung des Schmelzgutes wurde nach dem Durchgang zwischen den Ansätzen B_1 und B_2 an einem Metallspiegel reflektiert und das Bild der Öffnung auf den Spalt des Pyrometers mit einer Linse geworfen. Die Anbringung einer planparallelen Platte für den Strahlendurchgang am Rezipienten war wegen der unvermeidlichen Kittung unmöglich, weil dadurch die Güte des Vakuums sehr stark beeinträchtigt worden wäre.

Vor der Messung wurde einerseits die Richtigkeit der Angaben des Pyrometers mit der Bestimmung der Strahlung im Platinschmelzpunkt geprüft, andererseits auf dieselbe Methode der Absorptionskoeffizient von Glas, Spiegel und Linse bestimmt.

Da die Ofenanordnung naturgemäß in keiner Weise einem „schwarzen Körper" entsprach, so mußten alle Messungen auf die thermodynamische Temperatur zurückgeführt werden, nachdem die entsprechende Korrektur für die Absorption der Apparatur in Rechnung gezogen war. —

Der Absorptionskoeffizient wurde nach Gleichung (1) bestimmt, wonach das Schwächungsverhältnis:

$$\log \text{nat}\ \varphi = \frac{c}{\lambda} \frac{T - T'}{(T + 273)(T' + 273)}, \qquad (1)$$

für $c = 1{,}43$ und $\lambda = 0{,}65 \cdot 10^{-4}$ cm.
Es ergab sich für φ der Wert $1{,}057_{22}$.

Die Umrechnung der schwarzen (gemessenen) Temperatur in die thermodynamische erfolgte nach der Beziehung:

$$T = \frac{T_s \cdot c}{c - \lambda T_s \cdot \log \text{nat}\ (1/1 - r)}, \qquad (2)$$

wo T die thermodynamische, T_s die schwarze Temperatur, c die Konstante des Strahlungsgesetzes und r das Reflexionsvermögen bedeutet. —

Die Elektronenstrommessung erfolgte durch ein Galvanometer von 10^{-9} Amp. Empfindlichkeit, das durch parallel geschaltete Widerstände weitgehend aperiodisch gedämpft war. Die Anodenspannung wurde von zwei kleinen Hochspannungsdynamomaschinen zu je 550 Volt geliefert, ihre Messung erfolgte mittels Elektrometer. —

Der Hochvakuumofen wurde mit Akkumulatorenstrom von 30 Volt und 20 Amp. geheizt. Die Schaltung ist aus Fig. 5 ersichtlich.

Die Regulierung des Stromes erfolgte durch die Widerstände R_1—R_3. Der Widerstand R_3 ist etwa 10 mal größer als R_2 und gestattet auf diese Weise eine genaue Einregulierung des Heizstromes. Der Widerstand R_1 ist mit R_2 in Serie und hat den Zweck, durch Kurzschließen eine bestimmte Stromsteigerung, die vorher festgelegt wurde, momentan hervorzurufen.

Bei den Vorversuchen hatte es sich nämlich herausgestellt, daß es unmöglich ist, die Elek-

1) Goetz, Physik und Technik des Hochvakuums. Braunschweig 1922.

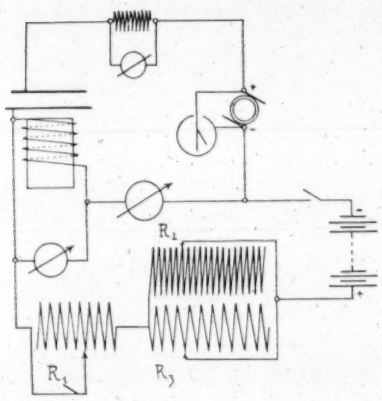


Fig. 5.

tronenemission bei einer so genau definierten Temperatur, wie es die Lage des Schmelzpunktes erfordert, zu messen. Infolgedessen wurde dasselbe Verfahren angewendet, wie es bei metallographischen Untersuchungen von jeher üblich ist: Man bestimmt die Abkühlungs- bzw. Erhitzungskurve, nimmt also in diesem Falle die Elektronenemission als Funktion der Zeit innerhalb eines bestimmten Temperaturintervalles auf. Mit Rücksicht darauf, daß die Abkühlung ebenso einem Exponentialgesetz folgt wie die Elektronenemission, mußte man sich in den meisten Fällen auf die Erhitzungskurve beschränken, weil der Stromabfall im anderen Falle so schnell vor sich geht, daß eine genaue Messung nicht möglich ist.

Die Aufzeichnung des zeitlichen Intervalles eines bestimmten Stromanstieges erfolgte chronographisch mit einem Morseapparat, der vorher genau eingestellt wurde, um zu vermeiden, daß durch Aufdrücken des Schreibrädchens die Laufgeschwindigkeit des Papierstreifens verringert wurde.

Gleichzeitig wurde mittels Stoppuhr die Versuchsdauer gemessen, indem das Auslösen und Abstoppen der Uhr vor Beginn und nach Abschluß der Messung auf dem Streifen markiert wurde. So hatte man aus dem Abstand dieser beiden Zeichen noch eine Kontrolle über die ordnungsgemäße Durchlaufsgeschwindigkeit. Diese betrug ungefähr 22 mm/sec. Die Messung ging also folgendermaßen vor sich:

Zuerst wurde das Temperaturintervall bestimmt, indem gemessen werden sollte (aus einem später erwähnten Grunde durfte dieses nicht zu groß sein). Dann wurde der Widerstand R_1 so einreguliert, daß durch Kurzschließen desselben die entsprechende Heizstromerhöhung erreicht wurde. Pyrometrisch wurde die Anfangs- und die Endtemperatur durch mehrere Messungen so genau als möglich festgelegt.

Darauf wurde das Sättigungspotential (etwa 500 Volt) bestimmt und die Anodenspannung um etwa 10 Proz. gesteigert, damit die kleinen Spannungsschwankungen, welche bei den verwendeten Maschinen nicht zu vermeiden sind, sich nicht auf die Größe des Elektronenstromes auswirkten. Hierauf wurden die Nebenschlüsse des Galvanometers so einreguliert, daß sein Meßbereich gerade dem der Temperatursteigerung entsprechenden Stromzuwachs entsprach, hierauf die Stoppuhr ausgelöst (erste Streifenmarke), dann R_1 kurzgeschlossen (zweite Streifenmarke) und nun auf dem Streifen der Durchgang jedes Skalenteiles durch das Fadenkreuz des Fernrohres vermerkt. War die Endtemperatur erreicht, d. h. stieg der Strom nicht mehr merklich (nach etwa 3 Minuten), so wurde die Uhr gestoppt (dritte Streifenmarke) und die Messung so beendigt.

b) Die Auswertung der Messungen.

Die so erhaltenen Marken auf dem Morsestreifen wurden nun folgendermaßen ausgewertet:

Es wurde zuerst der Abstand der Zeitmarken voneinander gemessen und auf diese Weise die sekundliche Durchlaufsgeschwindigkeit bestimmt. Dann wurden die Abstände der Je in einem Diagramm aufgetragen, dessen Abszisse die Abstände bzw. die Zeit, dessen Ordinate die Stromwerte waren. Kurve 1 in Fig. 6.

Es kommen für die Abkühlungsgeschwindigkeit bekanntlich das Newtonsche und das

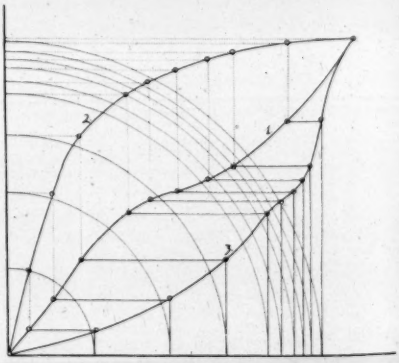


Fig. 6.

Stephansche Gesetz in Betracht. Nach dem ersten ist die Geschwindigkeit proportional der Differenz der in jedem Augenblick erreichten Temperatur und der Endtemperatur, nach dem letzten proportional der Differenz der 4. Potenz dieser Größen. Die Genauigkeit des Stephanschen Gesetzes ist bei größeren Temperaturintervallen größer, für die in dieser Arbeit vorkommenden geringen Temperaturdifferenzen genügt aber das Newtonsche Abkühlungsgesetz, das den Vorzug der Einfachheit besitzt. Ist T_0 die niedrige, T die hohe Temperatur, t die Zeit und c eine Konstante, welche die Wärmekapazität und die Strahlungsoberfläche enthält, so gilt bekanntlich für die Abkühlungs- bzw. Erhitzungsgeschwindigkeit:

$$v = c\,(T - T_0). \tag{1}$$

Da $v = dT/dt$ ist, so ergibt die Integration:

$$T' = T_0 + e^{ct}, \tag{2}$$

wo T' die jeweils erreichte Temperatur bedeutet. Die Konstante c ist bei jedem Versuch leicht zu bestimmen, da die Temperaturdifferenz zu Anfang und bei Ende der Messung bekannt war, ebenso die Zeit, welche der Prozeß erforderte, da die Konstanz des Elektronenstromes ein sehr feines Kriterium bildet. c ist dann definiert durch:

$$c = \log\text{nat}\,(T - T_0)/t, \tag{3}$$

so läßt sich also die Erhitzungskurve in jedem Falle in das Diagramm zeichnen (Kurve 2 in Fig. 6).

Eine Komplikation tritt bei dieser Konstruktion ein, sobald in einem Temperaturbereich ein Haltepunkt eintritt, wo die zugeführte Wärmemenge zur Kristallisation oder zum Schmelzen verwendet wird. Da die Masse des Ofens bei diesen Versuchen groß ist gegen die eingeführte Metallmenge, so sind diese Haltepunkte außerordentlich klein, sie wurden aber trotzdem in Rechnung gezogen, wobei folgender Weg eingeschlagen wurde:

Die Konstante c ist definiert durch:

$$\gamma/(m\alpha + m'\alpha'),$$

wenn γ der Oberflächenfaktor des Ofens, m und m' die Massen des Ofens und des Schmelzgutes, α und α' die entsprechenden spezifischen Wärmen bedeuten. $\gamma/m\alpha'$ läßt sich leicht durch Temperaturmessung am unbeschickten Ofen bestimmen, m' wird durch Wägung, α' aus vorhandenen Untersuchungen festgestellt.

Die aus der Versuchsdauer und dem Temperaturintervall bestimmte Konstante c ist, wenn ein solcher Haltepunkt einbegriffen ist, um die Schmelzwärme zu groß:

$$c = \gamma/(m\alpha + m')(\alpha' + \alpha_s'), \tag{4}$$

daher folgt die Temperaturkurve (2) in diesem Falle dem Gesetz:

$$T' = T_0 + e^{t(c - m'\alpha_s')} \tag{5}$$

bis zum Schmelzpunkt, von da ab gilt:

$$T' = T_0 + e^{(t+t')(c - m'\alpha_s')}, \tag{5a}$$

wo t' die Zeit bedeutet, während welcher der Temperaturanstieg nicht erfolgt, die Dauer des Haltepunktes. t' kann berechnet werden aus:

$$t' = t_g - \frac{\log\text{nat}\,(T - T_0)}{c - m'\alpha_s'}, \tag{6}$$

in welchem Fall T die Endtemperatur, t_g die Gesamtzeit bedeutet. Die so entstehende Kurve gilt nur, wenn α' auch nach der Umwandlung bzw. Schmelzen bestehen bleibt. In sehr vielen Fällen besitzt aber das neu entstandene Material eine andere spezifische Wärme, so daß die Konstante nach dem Haltepunkte sich ändert. Ein solcher Fall ist aber bei den untersuchten Materialien nicht eingetreten. Überhaupt ist die Korrektur der Kurven wegen des außerordentlich kleinen Wertes von m'/m so gering, daß sie in die Größenordnung der Fehler bei der pyrometrischen Temperaturbestimmung fällt. —

Nachdem nun der zeitliche Verlauf der Temperatur bekannt ist, kann die Kurve 1 (Fig. 6) so geschoren werden, daß sie die Funktion $Je = f(T)$ darstellt. Zur Verdeutlichung des graphischen Verfahrens sind auf der Kurve 2 zehn Punkte angenommen, während in Wirklichkeit natürlich alle gemessenen Punkte bestimmt wurden. Nachdem die Ordinate eine Teilung erhalten hatte, welche der Temperatur (Kurve 2) entsprach, wurden durch Projektion der Punkte auf Kurve 2 die Temperaturen gefunden, welche den entsprechenden Zeiten zugeordnet waren. Der entsprechende Abschnitt auf der Ordinatenachse wurde auf die Abszisse übertragen und so der Abszissenwert gefunden, dessen Ordinatenwert derselbe wie auf Kurve 1 ist. So entspricht also die Kurve 3 dem Verlauf, welcher durch das Richardsonsche Gesetz bestimmt ist.

Dieses gibt bekanntlich die Abhängigkeit der emittierten Elektronenzahl von der Temperatur unter der Voraussetzung, daß Sättigungsstrom fließt.

Ist J der Elektronenstrom, ε die spezifische Ladung, m die Masse des Elektrons, T die Temperatur, R die Gaskonstante, so gilt:

$$J = n\varepsilon \cdot \sqrt{\frac{RT}{2m}}\, e^{-\gamma/RT}, \tag{7}$$

n bedeutet die Zahl der freien Elektronen im Metall bei der Temperatur T, γ die Austrittsarbeit, welche das Elektron leisten muß, beim

Überschreiten der Grenze Metall—Vakuum. Die Logarithmierung von (7) ergibt:

$$\log J = \log A + {}^1/_2 \log T - B/T \log e. \quad (7a)$$

Wird substituiert:

$$u = 1/T,\ v = \log J - {}^1/_2 \log T,\ a = \log A,$$
$$b = B \log e,$$

so erhält man die Gleichung einer Geraden:

$$v = a - bu. \quad (8)$$

Trägt man nun die so erhaltenen Punkte in ein System, dessen Ordinate eine logarithmische Teilung besitzt, dessen Abszisse aber äquidistant geteilt ist, so erhält man eine Gerade, deren Neigung bestimmt ist durch b, d. h. den Exponentialausdruck. Da in diesem γ — die Austrittsarbeit — die einzige nicht universelle Konstante ist, so ist jede Richtungsänderung der Geraden auf eine Änderung der Abtrennungsarbeit zurückzuführen, während eine Parallelverschiebung einer Änderung von n, der Zahl der freien Elektronen zuzuschreiben ist.

c) Das Ergebnis der Messungen bei α) Elektrolytkupfer.

Wie schon erwähnt, kam bei der Wahl der zu untersuchenden Metalle der Gesichtspunkt in Betracht, daß nur Stoffe untersucht werden können,

1. welche im Glühzustande schmelzen;
2. deren Schmelzpunkt so hoch liegt, daß auch noch während eines genügenden Temperaturintervalles die Glühemission in der festen Phase bestimmt werden kann;
3. welche keine erhebliche Verdampfung im Vakuum zeigen.

Wegen des zweiten und dritten Punktes schied die Untersuchung des Silbers aus, dessen Wahl als bestleitendstes Metall und wegen seiner großen Reinheit am nächsten lag. Es wurde deshalb zunächst das Verhalten des Kupfers untersucht, dessen Schmelzpunktslage gerade der 2. Forderung noch genügt. Verwendet wurde reinstes Elektrolytkupfer, das vor der eigentlichen Evakuierung im Rezipienten in einer Wasserstoffatmosphäre geglüht wurde, um etwa vorhandene Oxydreste zu beseitigen. —

Die Entgasung erforderte ohne Unterbrechung 3 Tage und Nächte, so daß gegen Ende des 4. Tages mit der Messung begonnen werden konnte. Nach Beendigung der Messung zeigte das Metall ein hochglänzendes Aussehen, die mikroskopische Untersuchung einiger Schnitte ließ keine Seigerungen oder eine Spur von fremden Stoffen erkennen. Vor allem konnte nicht die geringste Reaktion mit dem Tiegelmaterial wahrgenommen werden. —

Das nach den im letzten Kapitel beschriebenen Methoden erhaltene Versuchsresultat zeigt Fig. 7.

Es zeigt den Verlauf dreier unter verschiedenen Verhältnissen aufgenommenen Messungen. Kurve 1 (×) ist als Erhitzungskurve zwischen 1060° und 1120° aufgenommen, während Kurve 3 (⊗) denselben Vorgang zwischen 1070° und 1160° nach statischen Messungen darstellt. Kurve 2 (○) gibt den Verlauf bei der Abkühlung.

Alle drei Messungen zeigen einen in Anbetracht der Beobachtungsschwierigkeit denkbar genauen geradlinigen Verlauf.

Der Knick der Kurve liegt bei 1083°, nach Krais[1]) liegt der Schmelzpunkt für Elektrolytkupfer bei 1084°, während Tsutsumi[2]) 1082° annimmt.

Das Ergebnis der Kupferbestimmung kann also dahin zusammengestellt werden, daß im Augenblick des Schmelzens eine beträchtliche Vergrößerung der Konstanten γ im Richardsonschen Gesetz eintritt, was nach den Anschauungen der gaskinetischen Theorie einer Steigerung der „Verdampfungswärme" bzw. Austrittsarbeit gleich käme.

Wie später noch weiter ausgeführt werden soll, ist es auffällig, daß die Elektronenemission bei einer so erheblichen Steigerung der „Austrittsarbeit" nicht sprunghaft abnimmt. Wenn das Richardsonsche Gesetz für diesen Fall gilt, so ist man zu der Annahme gezwungen, daß die Konstante N im Augenblick des Schmelzens um genau den Betrag zunimmt, als die Verringerung der Emission durch die Vergrößerung der Konstanten γ ausmacht.

Zum Vergleich der leitungs- und glühelektrischen Verhältnisse seien die entsprechenden Änderungen im Schmelzpunkt des Kupfers gegenübergestellt:

$$\frac{\text{Widerstand (flüssig)}}{\text{Widerstand (fest)}} = 2{,}04,$$

[3])

$$\frac{\text{Austrittsarbeit (flüssig)}}{\text{Austrittsarbeit (fest)}} = 4{,}5.$$

Zur Errechnung der thermodynamischen Temperatur für die rote Wasserstofflinie wurde das Reflexionsvermögen des Elektrolytkupfers mit

$$0{,}864$$

angenommen.

1) Krais, Die Werkstoffe. II. Seite 431. Leipzig 1921.
2) Tsutsumi, Science Rep. Tôhoku Univ. 7, 93, 1918.
3) Tsutsumi l. c.

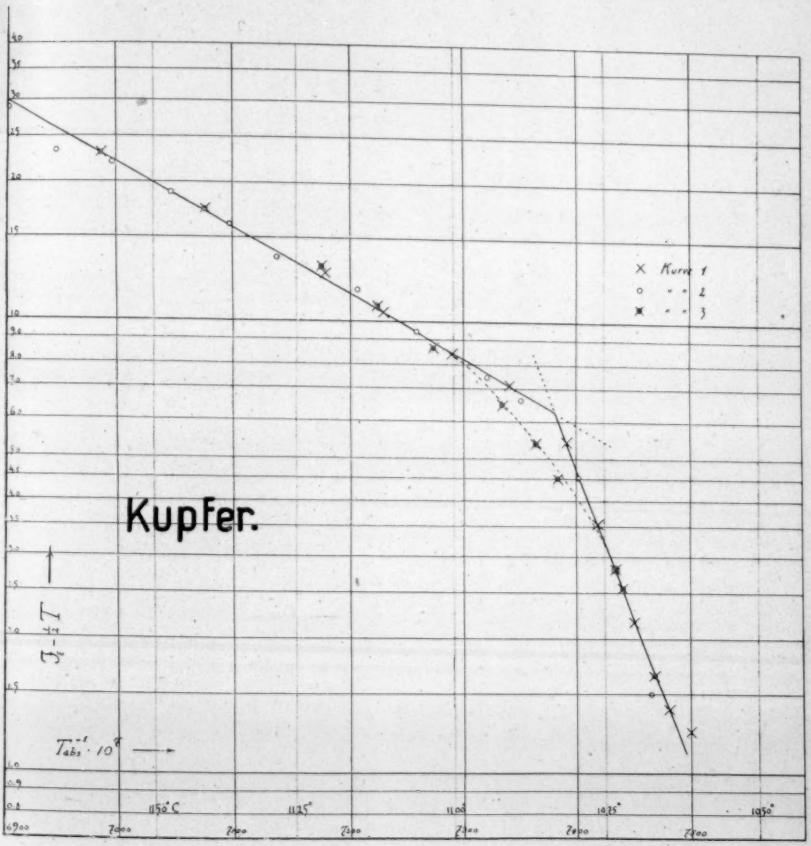


Fig. 7.

β) Elektrolyteisen.

Als zweites Metall wurde Elektrolyteisen untersucht, was sich deshalb gut zur Messung nach der angegebenen Methode eignet, weil sein Schmelzpunkt bei 1529° liegt, also noch gut zu erreichen ist und in dem Bereiche einer beträchtlichen Glühemission liegt. Außerdem ist die Untersuchung deshalb von besonderem Interesse, weil reinstes Eisen bei etwa 1400° einen allotropen Umwandlungspunkt besitzt, welcher als einzige bekannte Umwandlung bei Weißglut genauer untersucht worden ist. Bevor die Beobachtungsresultate beschrieben werden, soll kurz auf die ziemlich komplizierte Metallographie des reinsten Eisens eingegangen werden.

Erhitzt man reines Eisen von Zimmertemperatur bis zum Schmelzpunkt und bestimmt man den Temperaturanstieg als Funktion der Zeit, so zeigen sich an mehreren Stellen Haltepunkte, welche molekulare Umwandlungen bei bestimmten Temperaturen schließen lassen. Die Umwandlungspunkte liegen bei Temperaturanstieg folgendermaßen:

Es besteht α-Eisen bis 765°, zwischen 774° und 917° liegt die Existenz von β-Eisen, bis 1401° die von γ-Eisen, oberhalb dieser Temperatur bis zum Schmelzpunkt besteht soge-

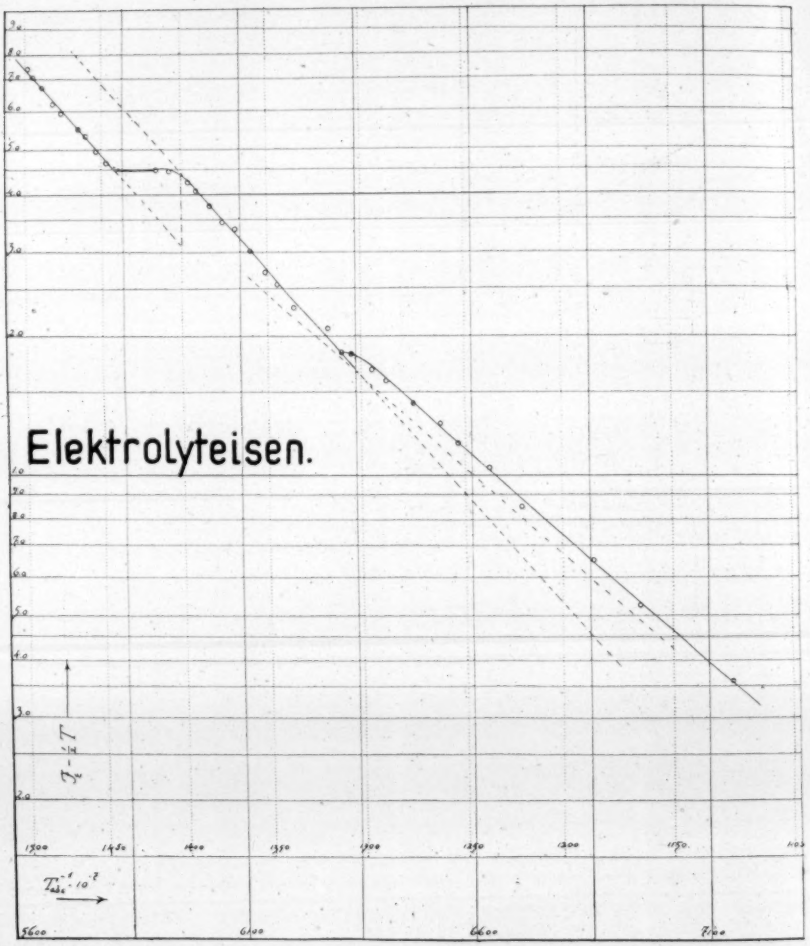


Fig. 8.

nanntes δ-Eisen. Die Existenz des letzten Umwandlungspunktes ist angezweifelt worden, weil der Wärmeeffekt sehr klein ist, er wurde von Osmond[1]) auf Kristallisation des Eisenoxydes zurückgeführt, von Gontermann[2]) bei Abwesenheit von Sauerstoff an Eisen bestimmt.

Gerade dieser Umwandlungspunkt ist für diese Untersuchung von großer Wichtigkeit, weil er in einem Temperaturbereich liegt, wo einerseits eine optische Temperaturmessung verhältnismäßig genau zu bewerkstelligen ist, andererseits eine so beträchtliche Glühemission stattfindet, daß unter Umständen eintretende Störungseffekte nicht mehr in der Größenordnung der zu messenden Ströme liegen.

1) Osmond, Journ. of the Iron and Steel Inst. 1890. I. p. 102.
2) Gontermann, Zeitschr. f. anorg. Chem. 59, 373, 1908.

Die Kristallisationsformen der einzelnen Eisenarten sind:

α-Eisen	kubisch
β-Eisen	kubisch[1])[2])
γ-Eisen	regulär-oktaedrisch
δ-Eisen	unbekannt.

Fig. 8 zeigt die in dem Temperaturintervall zwischen 1130° und 1500° aufgenommene Charakteristik, welche den Schmelzpunkt nicht mehr mit einbegreift.

Es zeigt sich zwischen 1400° und 1450° ein Stillstand in der Elektronenemission, der nicht auf eine Wärmetönung zurückzuführen sein kann, da diese in dem erwähnten Punkt außerordentlich klein ist, wie das von Gontermann aufgenommene Diagramm zeigt, die Unstetigkeit in der Richardsonschen Geraden ist. Sie zeigt, daß es sich nur um eine Änderung der Konstanten A handelt, da die Gerade im δ-Bereich mit derjenigen im γ-Bereich vollkommen parallel verläuft. Im Sinne der Richardsonschen Auffassung bedeutet das Resultat also, daß bei der Modifikationsänderung die Zahl der freien bzw. Leitungs-Elektronen sich ändert — in diesem Falle kleiner wird, während die Konstante γ dieselbe bleibt. Es soll schon an dieser Stelle erwähnt werden, daß das Resultat im besten Einklang mit den elektrothermen und Leitfähigkeits-Verhältnissen unter denselben Umständen steht.

Außerdem ist bei etwa 1310° (Fig. 8) eine Richtungsänderung der Geraden zu bemerken, die allerdings nur sehr klein ist. Die Konstante γ wird sprunghaft größer, gleichzeitig findet eine geringe Parallelverschiebung statt. Metallographisch ist bei dieser Temperatur keine Unstetigkeit bekannt, wohl aber hat Curie[3]) 1895 bei Eisen mit 0,4 proz. Kohlenstoff bei 1280° eine erhebliche magnetische Diskontinuität beobachtet, welche seither keine Beachtung mehr gefunden hat. In Fig. 9 sind die magnetischen Charakteristiken in diesem Intervall wiedergegeben (Abhängigkeit der magnetischen Induktion von der Temperatur). Der Umstand, daß bei dieser Untersuchung der fragliche Punkt 30° höher liegt als bei Curie, kann zwanglos mit den sehr leicht unterlaufenden Fehlern in der Temperaturbestimmung und vor allem damit erklärt werden, daß bei Curie

1) Wever, Mitteilungen aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung **3**, 45, 1921.

2) G. Benedicks, Iron and Steel 1912.

3) Curie, Ann. de chimie et physique (7), **5**, 378, 1895: „. . . Vers. 1280°, le coefficient d'aimanation augmente brusquement de la moitié de sa valeur, puis de nouveau, de 1280° à 1365°, il se remet à diminuer quand la température augmente. . . .“

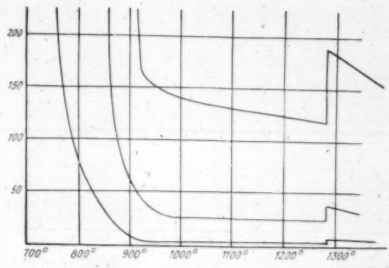


Fig. 9.

der Kohlenstoffgehalt beträchtlich größer war als hier. Der große Einfluß dieser Beimengung auf das magnetische Verhalten des Eisens ist bekannt. Es erscheint demnach sehr wahrscheinlich, daß diese beiden Punkte identisch sind, und damit dürfte auch die von Gontermann ausgesprochene Vermutung, daß der Curiesche Punkt identisch sei mit der von Weiß und Foex[1]) gefundenen Wärmetönung bei 1395°, widerlegt sein. Der von den letztgenannten Autoren bestimmte Punkt ist wahrscheinlich die γ—δ-Umwandlung, während der Curiesche Punkt für sich besteht, da es nicht notwendig ist, anzunehmen, daß eine magnetische Diskontinuität von einer Wärmetönung begleitet ist. —

Es sei hier erwähnt, daß die Eisenmessung nicht im Kohlerohrofen gemacht wurde, weil vermieden werden sollte, daß Kohleteilchen mit dem Schmelzgut in Berührung kommen könnten. Daher wurde der Wolframdraht in einer Spirale um das Magnesiarohr gelegt, es entstand also innerhalb des Tiegels ein magnetisches Feld, dessen Größe bei den hohen Stromstärken nicht zu vernachlässigen ist. Es ist daher wohl denkbar, daß erst durch den Umstand, daß das Eisen der Kathode magnetisiert wurde, die Diskontinuität der Permeabilität glühelektrisch zum Ausdruck kommt. —

Der Umstand, daß der Wolframdraht direkt an das Magnesiarohr angelegt war, verkürzte die Lebensdauer des Ofens stark, da bei diesen hohen Temperaturen das Wolfram mit dem Tiegelmaterial reagierte. Daher war der Draht in der 64. Stunde durchgebrannt, ehe eine zuverlässige Emissionsmessung im Schmelzpunkt erreicht werden konnte wegen nicht ganz vollkommener Entgasung. Die erhaltenen Resultate sind daher nicht im Diagramm aufgeführt, sie lassen aber erkennen, daß qualitativ derselbe Verlauf gilt wie für Kupfer, also so,

1) Weiss u. Foëx, Arch. de Sciences phys. et nat. (4), **31**, 99, 1911.

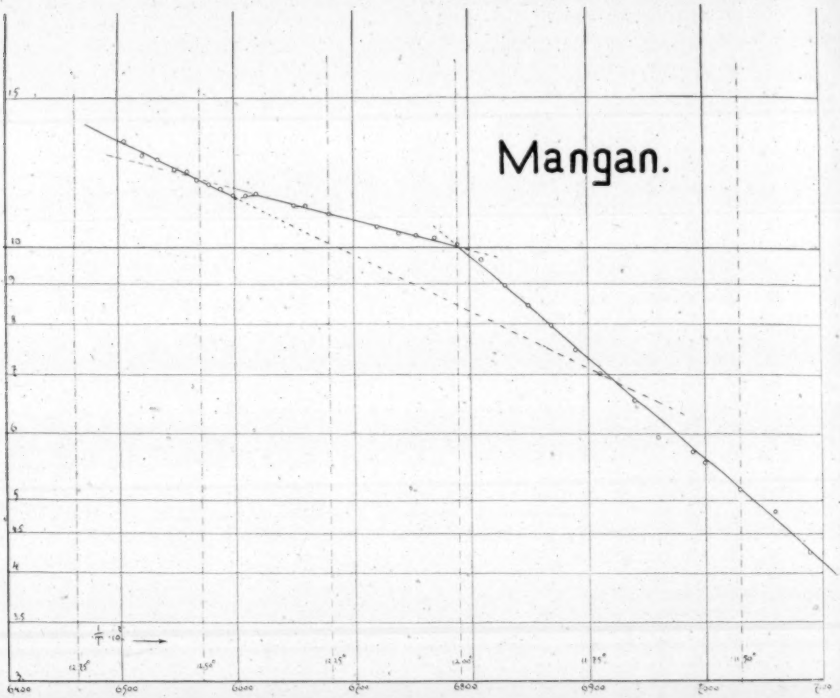


Fig. 10.

daß die Richardsonsche Gerade einen Knick aufweist, der durch die Vergrößerung von γ zu erklären ist. Der Knick der Geraden in Fig. 9 im Curieschen Punkt bedeutet eine Änderung der Exponentialkonstanten des Richardsonschen Gesetzes um den Wert

$$1{,}31 \ldots\ldots\ldots$$

so daß also die Austrittsarbeit nach der Umwandlung um diesen Wert kleiner ist. Es sei darauf hingewiesen, daß in diesem Punkt (im Gegensatz zu der Beobachtung beim Schmelzpunkt) eine Parallelverschiebung der Geraden angedeutet ist, welche darauf hinweist, daß nicht in allen Fällen die Konstante N eine Änderung der Konstanten γ kompensiert. Es scheint dies also ein Vorgang zu sein, der nur im Schmelzpunkt eintritt, obgleich hierüber naturgemäß nur eine Vermutung ausgesprochen werden kann, da — wie erwähnt — die Zahl der bei hohen Temperaturen liegenden Umwandlungspunkte sehr gering ist und anderweitige Beobachtungen noch nicht vorliegen. — — —

Zur Errechnung der thermodynamischen Temperatur für $\lambda = 0{,}65 \cdot 10^{-4}$ cm wurde das Reflexionsvermögen für Eisen mit 0,564 in Rechnung gesetzt.

γ) Mangan.

Als drittes Versuchsmetall wurde Mangan gewählt, einerseits wegen der günstigen Lage des Schmelzpunktes bei ungefähr 1245°, andererseits wegen seiner noch wenig untersuchten magnetischen Eigenschaften. Das Material war aluminothermischen Ursprungs.

Bei den Messungen stellte sich aber heraus, daß das Material im Vakuum kurz oberhalb des Schmelzpunktes eine sehr beträchtliche Verdampfung zeigt, so daß die Temperatur oberhalb nur in einem kleinen Bereich gesteigert werden darf. Aber dieses kleine Temperaturintervall genügte, um festzustellen, daß der

Emissionsverlauf derselben Gesetzmäßigkeit unterliegt, wie sie bei den früher angegebenen Emissionskurven gefunden wurde. Fig. 10 zeigt in der früher angegebenen Art die hiernach bestimmte Richardsonsche Gerade.

Der Unterschied zwischen diesen Kurven gegenüber den vorangegangenen besteht darin, daß 2 Knicke auftreten, von denen der erste etwa 40° unterhalb des Schmelzpunktes liegt. Im Schmelzpunkte erfolgt der zweite Knick, der gegenüber dem ersten Kurventeil eine Vergrößerung von γ, gegenüber dem zweiten eine Verkleinerung zeigt. Die Deutung dieser Erscheinung ist auf zwei Arten möglich: entweder handelt es sich um einen noch nicht bekannten Umwandlungspunkt bei 1200° in der Art des Curieschen Punktes beim reinen Eisen, oder es tritt vor dem Schmelzen eine Parallelverschiebung, d. h. eine allmähliche Änderung von N ein. Die erste Auffassung ist deshalb wahrscheinlicher, weil der Knick ganz plötzlich eintritt, während eine Änderung von N im Widerspruch mit den Erscheinungen beim Schmelzvorgang anderer Metalle und den thermoelektrischen Erscheinungen steht, wie später weiter ausgeführt werden soll. Andererseits ist von einem abnormen Verhalten des Mangans in elektrischer Hinsicht nichts bekannt. —

Der Schmelzpunkt des Metalles wurde in insgesamt 7 Messungen aufgenommen, wobei ständig das Temperaturintervall geändert wurde. Die Messungen wurden schließlich deshalb unmöglich, weil der größte Teil des Tiegelinhaltes verdampft war. Der Knick bei 1200° wurde mit besonderer Sorgfalt untersucht. —

Nach den Angaben von v. Wartenberg wurde bei Errechnung der Temperatur das Reflexionsvermögen für Mangan mit 0,635 angenommen. —

Nach Fig. 10 ist der Wert des Verhältnisses der Konstanten γ vor und nach dem fraglichen Umwandlungspunkt

$$1 : 3{,}8_6 \ldots\ldots\ldots$$

der entsprechende Wert des Mangans vor und nach dem Schmelzpunkt

$$1{,}3_4 : 1 \ldots\ldots\ldots$$

und der gleiche Betrag zwischen dem Metall vor und nach der Umwandlung und nach dem Schmelzpunkt

$$1 : 1{,}8 \ldots\ldots\ldots$$

3. Kritik der bestehenden theoretischen Vorstellungen über Leitungselektrizität und Glühemission.

Im folgenden soll versucht werden, an Hand der neu gefundenen Resultate die Auffassung von dem glühelektrischen Elektronenaustritt einer Kritik zu unterziehen und sie im Einklang mit den übrigen leitungselektrischen Vorgängen zu bringen, eine Übereinstimmung, welche bisher noch nicht besteht, gilt doch für die Glühelektronen immer noch die gaskinetische Betrachtung, welche auf anderen Gebieten längst abgelehnt worden ist.

Zur Erleichterung der Übersicht der in Betracht kommenden erwähnten leitungselektrischen Erscheinungen seien die wichtigsten im folgenden noch einmal zusammengestellt:

1. Bei Modifikationsänderung (sobald diese mit einer Änderung des Kristallsystems verknüpft ist) ändert sich

beträchtlich a) die Thermokraft,
b) der Proportionalitätsfaktor der Glühemission (N);

nur gering die Leitfähigkeit.

2. Im Schmelzpunkt ändert sich

beträchtlich a) die Leitfähigkeit (1 : 2),
b) die Exponentialkonstante der Glühemission (γ);

geringfügig a) die Thermokraft (proportional der Volumenänderung);

unmerklich a) der Photoeffekt.

3. Bei Gasbeladung ändert sich

beträchtlich a) die Thermokraft[1]),
b) der Proportionalitätsfaktor der Glühemission[2]),
c) der Photoeffekt.

Die Leitfähigkeitsänderung bei der Umwandlung von Metallen ist zu wenig untersucht, um hierüber eine bestimmte Aussage machen zu können.

Die Änderungen des elektrischen Verhaltens bei Gasbeladung sind hier — obgleich vorher nicht erwähnt — eingefügt, weil gerade auf diesem Gebiet von Suhrmann Betrachtungen angestellt worden sind, welche durch die Resultate der vorliegenden Untersuchung bestätigt werden können. — —

In der vorstehenden Aufstellung fällt zunächst ein Zusammenhang auf zwischen den Änderungen der Thermokraft und der Konstanten N des Richardsonschen Gesetzes, und zwar ist diese Änderung groß bei Umwandlungen, Gasbeladung, sehr gering beim Schmelzen, sie verläuft somit gerade entgegengesetzt der Änderung der Leitfähigkeit, die im Schmelzen beträchtlich, in den anderen Fällen aber gering ist. Dafür läuft letztere aber immer parallel mit der Änderung der Exponen-

1) Holmes, Sciences N. S. **56**, 201, 1922.
2) Suhrmann, Zeitschr. f. Phys. **13**, 17, 1923.

tialkonstanten des Richardsonschen Gesetzes. —

Im Sinne der gaskinetischen Theorie der Leitung gedeutet heißt das: Bei Modifikationsänderung ändert sich ebenso wie bei Gasbeladung die Zahl der freien Elektronen sprunghaft, während umgekehrt beim Schmelzen sich diese Zahl nur unbedeutend ändert, dafür tritt zusammen mit einer — durch den Leitfähigkeitssprung geforderten — Veränderung der freien Weglänge eine Vergrößerung der „Austrittsarbeit" ein. Die Leitfähigkeit kann dagegen in diesem Sinne von einer Änderung der Zahl der Leitungselektronen nur sehr gering abhängig sein, weil durch Gasbeladung und Modifikationsänderung sie nur gering beeinflußt wird. —

Bis hierher lassen sich also alle Tatsachen im wesentlichen mit der kinetischen Theorie der Elektrizitätsleitung in Einklang bringen. Bei der Auswertung der aufgeführten Schmelzdiagramme wird aber die Deutung in diesem Sinne sehr unwahrscheinlich. Sie zeigen, wie erwähnt, alle einen Knick in der Richardsonschen Geraden im Schmelzpunkt, der formal mit einer Vergrößerung der Exponentialkonstanten, begrifflich mit einer Erhöhung der „Austrittsarbeit" zu erklären war. Mit einer plötzlichen Vergrößerung der Lostrennungsenergie müßte aber eine sprunghafte Verringerung der Elektronenemission verknüpft sein: die Gesamtemission müßte plötzlich sinken, um langsamer als vorher anzusteigen. —

Dies ist aber — wie die Diagramme zeigen — nicht der Fall: die Richardsonsche Gerade weist einen Knick, aber keinen Sprung auf. Die Erklärung hierfür im Sinne der obigen Theorie ist im höchsten Grade unwahrscheinlich, denn es wäre nur die Annahme möglich, daß N beim Schmelzen um genau den Betrag wächst, um welchen γ kleiner geworden ist. D. h. im Schmelzpunkt müßte die Zahl der Leitungselektronen sprunghaft größer werden, was wieder mit dem Verhalten der Leitfähigkeit und der Thermokraft im Widerspruch steht. —

Es sei hier bemerkt, daß gerade nach einem vorübergehenden Sinken der Elektronenemission während des Schmelzens immer wieder bei den untersuchten Metallen gesucht wurde. Bei insgesamt 31 Diagrammen wurde nur einmal bei Mangan ein solcher Effekt gefunden. Aber auch hier war der Rückgang so gering, daß er nicht annähernd in die Größenordnung der Änderung der Exponentialkonstanten fiel. Trotz aller Bemühungen war dieser Vorgang nicht zu reproduzieren, so daß er auf spontane Gasabgabe während des Schmelzens zurückgeführt wurde. Bis auf diese Annahme wurde beim Schmelzen niemals ein Rückgang in der Emission gefunden, weder bei statischen, noch bei dynamischen Messungen. Um sicher zu gehen, daß durch die Geschwindigkeit des Temperaturanstieges das Galvanometer infolge seiner Trägheit einen Rückgang nicht anzeigte, wurden die Intervalle soweit verkleinert — der Schmelzpunkt also „eingegabelt" —, daß durch die Trägheit des Instruments keine mögliche Schwankung mehr verdeckt werden konnte, doch konnte ein Sinken des Stromes nicht bemerkt werden. —

Zur Erklärung dieser Diskrepanz hat man nur die Möglichkeit anzunehmen, daß das Richardsonsche Gesetz formal den Verlauf der Elektronenemission richtig wiedergibt, daß aber der Mechanismus des Austritts ein anderer ist, als wie ihn die gaskinetische Theorie beschreibt.

Die gaskinetische Theorie, welche die Leitungselektronen nicht mit der atomaren bzw. molekularen Struktur des Leiters in Verbindung bringt, versagt naturgemäß auch gegenüber allen denjenigen Erscheinungen, welche bei Änderungen des kristallinen Habitus auftreten. Ebenso läßt die phoretische Anschauung keine Auswertung in diesem Sinne zu. So kommt unter den sonst noch bestehenden Auffassungen insbesondere die Boreliussche in Betracht, welche die Leitungselektronen eng mit dem Raumgitter verbindet. Da — wie beschrieben — die thermoelektrischen Kräfte in erster Linie von der Dichte der Leitungselektronen abhängen, so gibt diese Theorie eine Erklärung für die große Änderung der Thermokräfte bei Modifikationsänderungen, sobald diese mit einer Umwandlung des Raumgitters verknüpft sind. Da mit einer Zerstörung des Raumgitters beim Schmelzen die Elektronendichte nicht abzunehmen braucht, so ist ebenso erklärt, daß die Thermospannung beim Schmelzen sich nur soweit ändert, als das Metall an Volumen zunimmt. Parallel mit den Änderungen der Thermokräfte müßte also auch die Konstante N des Emissionsgesetzes verlaufen, d. h. sich bei Modifikationsänderungen erheblich sprunghaft ändern, was in dieser Untersuchung bewiesen wurde. In gleicher Weise muß der Photoeffekt bei diesen Umwandlungen beeinflußt werden, ist er doch in derselben Weise wie thermoelektrische Kraft von der Zahl der in der Volumeneinheit des Metalles befindlichen Elektronen abhängig.

Es müßte also auch bei einer Modifikationsänderung eine Änderung des Photoeffektes gefunden werden im Gegensatz zum Schmelz-

punkt. Leider liegen hierüber noch keine Untersuchungen vor.

Die Tatsache, daß die Änderungen der Leitfähigkeit in allen Fällen gering ist, wenn die Änderungen der Konstante N des Emissionsgesetzes und die thermoelektrischen Vorgänge groß sind und umgekehrt ist dadurch zu erklären, daß die Leitfähigkeit weniger von der Zahl der Leitungselektronen als von den Bewegungsmöglichkeiten abhängt (Schmelzpunkt).

In welcher Weise nun die Leitungselektronen an das Raumgitter des festen Metalls gebunden sind, darüber kann natürlich noch keine Aussage gemacht werden. Es sei aber auf einen Umstand hingewiesen, welcher einen Zusammenhang zwischen Gasbeladung und Leitungselektronen schließen läßt.

Bei der Zusammenstellung zu Beginn dieses Abschnittes fällt auf, daß die Änderungen der elektrischen Verhältnisse in Metallen bei Modifikationsänderungen ganz ähnlich verlaufen wie bei Gasbeladung. Insbesondere fällt dieser Zusammenhang auf bei der in beiden Fällen eintretenden Parallelverschiebung der Emissionsgeraden.

Den Fall der Gasbeladung hat Suhrmann (l. c.) untersucht und auch dort schon auf eine solche Möglichkeit hingewiesen. In welcher Weise ist es nun möglich, diesen Zusammenhang zu erklären?

In einer früheren Arbeit hat der Verfasser [1]) nachgewiesen, daß der Gasgehalt eines Metalles (Wolfram) von sehr wesentlichem Einfluß auf die Kristallisation und die Zerstäubung ist, daß das Gas also nicht nur an der Oberfläche des Metalles sich aufhält, sondern sich je nach der Natur des Vorganges im Metall oder in der Zwischensubstanz aufhält. Das kann man sich aber nur so vorstellen, daß die Gasmoleküle sich in das Gitter einordnen und auf diese Weise die Zahl der „freien" Elektronen vermehren. Damit stehen die Resultate von Suhrmann im Einklang, die bei der glühelektrischen Emission eine fortschreitende Parallelverschiebung der Richardsonschen Geraden ergeben in dem Sinne, daß die Konstante N — die Zahl der Leitungselektronen — bei fortschreitender Entgasung immer kleiner wird. Dasselbe scheint bei den photoelektrischen Vorgängen der Fall zu sein. —

Schließlich sei noch auf den nach dem Vorangegangenen allerdings zu erwartenden Zusammenhang zwischen Thermokraft und Gasbeladung hingewiesen, wonach, wie Holmes kürzlich festgestellt hat, die Thermokraft des Palladiums bei Wasserstoffbeladung wesentlich gesteigert werden kann. Auch hier zeigt sich der Einfluß des Gasgehaltes auf die Zahl der freien Elektronen.

Somit dürfte also erwiesen sein, daß einerseits Gasbeladung im selben Sinne wirkt wie eine Vergrößerung der Elektronendichte, andererseits ist der Zusammenhang zwischen der Zahl der Leitungselektronen offenbar. Es fehlt also zur Erhärtung der geschilderten Auffassung noch der Nachweis eines Zusammenhanges zwischen der Gasbeladung und der Modifikation des Metalles. Dieser konnte ebenfalls bei der Untersuchung des γ/δ Punktes des Elektrolyteisens festgestellt werden.

Die Gasbeladung änderte sich nach Überschreiten des Umwandlungspunktes sprunghaft, so daß das γ-Eisen einen bedeutend höheren Gasgehalt hatte als das δ-Eisen. Festgestellt wurde die Erscheinung an der sprunghaften Änderung der Entgasungsgeschwindigkeit nach dem Überschreiten der Umwandlungstemperatur, trotzdem die Pumpgeschwindigkeit sich nicht verändert hatte.

Eine plausible Erklärung ist in der Annahme zu finden, daß das γ-Gitter infolge seiner Struktur leichter Gasmoleküle aufnimmt als das δ-Gitter, worin wieder ein Zusammenhang zu finden ist mit der sprunghaften Verringerung der Leitungselektronen [1]).

Zusammenfassung.

1. Es werden die bekannten Änderungen des elektrischen Verhaltens der Metalle in bezug auf die Leitfähigkeit, Thermo- und Photoelektrizität im Schmelzpunkt und bei Modifikationsänderungen zusammenfassend mit Einschluß der theoretischen Deutungen beschrieben und auf die Aufschlüsse hingewiesen, welche eine glühelektrische Untersuchung unter diesen Bedingungen geben kann.

2. Es wird die Konstruktion eines Hochvakuumofens angegeben, der gestattet, die Glühemission der Metalle bei Modifikationsänderungen und im Schmelzpunkt zu messen.

3. Es wird eine Meßmethode angegeben, welche die Konstruktion der Richardsonschen Geraden aus den Charakteristiken ermöglicht.

4. Bei Kupfer, Eisen und Mangan zeigt sich übereinstimmend im Schmelzpunkt eine erhebliche Vergrößerung der Exponentialkonstanten des Richardsonschen Gesetzes, ohne daß eine Diskontinuität in der Emission auftritt.

1) Goetz, diese Zeitschr. **23**, 136, 1922.

1) Die Verschiebung der Geraden in Fig. 10 kann unmöglich durch solche Gasreste vorgetäuscht sein, da die Vorbehandlung des Schmelzgutes diesen Fehler ausschloß. —

5. Beim Übergang des Eisens von dem γ- in das δ-Stadium zeigt sich eine Änderung der Konstanten A des Richardsonschen Gesetzes, während die Exponentialkonstante keine merkliche Änderung erfährt.

6. Bei der Eisenmessung wird die Lage des von Curie gefundenen magnetischen Umwandlungspunktes mit großer Wahrscheinlichkeit bestätigt, im magnetischen Felde des Ofens zeigt die Glühemission eine geringe Verkleinerung der Expotentialkonstanten.

7. Das γ-Eisen zeigt eine bedeutend größere Fähigkeit, Gase aufzunehmen, als das δ-Eisen, ein Vorgang, der mit dem Gehalt des Raumgitters an Leitungselektronen in Verbindung gebracht wird.

8. Bei Mangan ist die Existenz eines Umwandlungspunktes magnetischer Art bei ca. 1200° wahrscheinlich.

9. Aus den Versuchsresultaten wird im Einklang mit den Suhrmannschen Untersuchungen die Annahme vertreten, daß die Leitungselektronen dem Raumgitter des Metalles in irgendeiner Form zugeordnet sind.

10. Die Messungen im Schmelzpunkt lassen sich mit der der kinetischen Elektronentheorie entsprechenden Richardsonschen Auffassung nicht erklären.

Die vorliegende Arbeit wurde im Institut für angewandte Elektrizität der Universität Göttingen ausgeführt. Dem Leiter des Instituts, Herrn Professor Dr. M. Reich, bin ich für seine Unterstützung und die weitgehendste Überlassung der reichen Institutsmittel zum größten Dank verpflichtet.

(Eingegangen 30. Juli 1923.)

BESPRECHUNGEN.

W. Gerlach, Materie, Elektrizität, Energie. Band VII der naturwissenschaftlichen Reihe wissenschaftlicher Forschungsberichte. 8°. IV und 195 Seiten. Mit zahlreichen Figuren im Text. Dresden und Leipzig, Theodor Steinkopff, 1923. Gz. M. 4.—.

Gerlach hat sich der äußerst dankenswerten Aufgabe unterzogen, eine Darstellung des gegenwärtigen Standes der allgemeinen Atomistik zu geben. Er hat damit einem dringenden Bedürfnis abgeholfen. In erster Linie ist das Buch für den Naturwissenschaftler, den Chemiker, den Mineralogen, den technischen Physiker, den Ingenieur, den naturwissenschaftlichen Studenten und für den Philosophen berechnet, erst in zweiter Linie für den Fachphysiker, dem meist Monographien zur Verfügung stehen.

Die Schwierigkeit der Aufgabe ist eine doppelte. Einerseits liegt sie in der Auswahl der auf den verschiedensten Gebieten gewonnenen Forschungsergebnisse, die zu einem kunstvollen Geflecht verwoben, unsere heutige Kenntnis vom Wesen der Materie, Elektrizität und Energie ausmachen; andererseits liegt sie in der Darstellungsweise, die, voraussetzungslos, dem Leser das Verständnis der oft recht schwierigen Einzelgebiete vermitteln will. Mit Recht griff Gerlach daher zur äußeren Form zusammenhängender Vorträge, deren jeder einzelne die Kenntnis der anderen nicht voraussetzt. Um dem Leser das rechte Fundament für die Einzelfragen zu geben, ist Gerlach den einzig möglichen und klaren Weg gegangen: Im I. Kap. behandelt er, die wichtigsten Tatsachen vorausnehmend und zusammenfassend, die allgemeine Atomistik. Im periodischen System erhielt die erste Entwicklung der Atomistik ihren glänzenden Abschluß. Über die Arbeiten von Prout, Lenard, Rutherford, Fajans und Soddy gelangen wir zum Bohrschen Atommodell, das den augenblicklichen, die zweite Periode krönenden Abschluß bildet. Hieran schließen sich die Einzeldarstellungen.

Die „Isotopie" (Kap. II) bringt die Arbeiten Thomsons und die Fortschritte, die Aston mit seinem Massenspektrographen erzielte, den optisch spektroskopischen Nachweis der Isotope sowie die Methoden zu ihrer künstlichen Trennung. Kap. III behandelt nach einem Hinweis auf die experimentellen Schwierigkeiten die Herstellung der Atomstrahlen und die damit ausgeführte Messung der Molekulargeschwindigkeit (Stern), der mittleren freien Weglänge der Moleküle (Born und Bormann) und den Nachweis des magnetischen Moments einzelner Silberatome (Gerlach und Stern). Kap. IV führt über Erläuterungen des Begriffs „molekulare Dipole" zu den vier bisherigen Forschungsmethoden zum Nachweis derselben: Die Dielektrizitätskonstante in Abhängigkeit von Temperatur, vom elektrischen Felde, von der Wellenlänge (elektr. Dispersion) und das Drehmoment einer dielektrischen Flüssigkeit im elektrischen Drehfelde. Kap. V macht den Leser mit den Arbeiten Rutherfords über künstliche Aufspaltung der Atomkerne durch α-Strahlen bekannt. Kap. VI befaßt sich zunächst mit den verschiedenen Methoden zur Bestimmung der spezifischen Ladung $\frac{\varepsilon}{\mu}$ des Elektrons, die alle zu demselben Ergebnis führten. Anschließend wird der Kampf um die Existenz des Elementarquantums zwischen Millikan und Ehrenhaft, die Entkräftung der Ehrenhaftschen Annahme eines Subelektrons, sowie die Präzisionsbestimmung von ε behandelt. Kap. VII bringt die Ultraleitfähigkeit der Metalle nahe dem absoluten Nullpunkt und verwandte Erscheinungen, Kap. VIII behandelt den durch Westphal und Gerlach erbrachten Beweis, daß die durch Ehrenhaft entdeckte und mit „Photophorese" bezeichnete Eigenschaft kleinster Teilchen, sich nicht nur von der Lichtquelle weg, sondern auch auf diese zu zu bewegen, als reiner Radiometereffekt zu deuten ist. Die nächsten Kapitel handeln vom Atom und von den Strahlungsvorgängen: Kap. IX macht den Leser mit der quantenmäßigen Anregung der Linienspektra, der energetischen Umsetzung bei Absorption kinetischer Energie stoßender

Elektronen und strahlender Energie, mit dem angeregten, dem metastabilen Zustande, der Ionisation, der Emission der Serienspektra usf. bekannt. Kap. X führt den Leser über die Lauesche Entdeckung der Röntgenspektroskopie zu den wichtigsten Gesetzen der Röntgenspektra: zu Moseleys Gesetz der Linienspektra, zur Blake-Duaneschen Beziehung zwischen dem kurzwelligen Ende des kontinuierlichen Röntgenspektrums und dem Wirkungsquantum, zum Absorptionsspektrum und dem Anregungsgesetz der Röntgenserien sowie zu Kossels grundlegender Deutung desselben. Kap. XI bringt die Beziehungen des kontinuierlichen Röntgenspektrums zur Spannung, zum Element der Antikathode und seine Verwandtschaft mit dem Wärmespektrum. Kap. XII behandelt die spektrale Emission und das periodische System: Bogen- und Funkenspektra und den spektroskopischen Verschiebungssatz, Kap. XIII die modellmäßige Darstellung des Emissions- und Absorptionsvorganges im Atom auf Grund der Bohrschen Theorie. Kap. XIV befaßt sich mit der Erweiterung unserer Kenntnis des elektromagnetischen Spektrums: Rubens und seine Schule erschloß das Ultrarot, das äußerste Ultraviolett erforschten J. Franck durch Messung der Anregungsenergien nach der Elektronenstoßmethode, Millikan und Lyman mit Hilfe der Gitter-Spektroskopie. Die Untersuchungen weichster Röntgenstrahlen auf lichtelektrischem Wege schließen die Lücke zwischen Röntgenstrahlen und optischen Spektren. Den Schluß bildet die Frage der hypothetischen *J*-Serie. Im XV. Kap. wird der lichtelektrische Effekt und der selektive Photoeffekt, Einsteins Gesetz zwischen erregender Frequenz und Geschwindigkeit der ausgelösten Elektronen, ihre Zahl und die Quantenbedingung, der Einfluß der Gasbeladung, der unwahrscheinliche Einfluß des Magnetfeldes und der nicht vorhandene Einfluß der Temperatur besprochen, und Kap. XVI bringt die praktische Anwendung des lichtelektrischen Effekts: Sternphotometrie und Photometrie photographischer Platten. Kap. XVII führt uns in die Beziehungen ultraroter Eigenfrequenzen chemischer Radikale zum Kristallbau ein. Zunächst die experimentellen Methoden: polierbare Kristallplatten, gewonnen durch Kompression von Pulver, oder Mosaik künstlich zusammengesetzter, wohlorientierter Einzelkriställchen; Beobachtung der Reflexion oder Absorption. Dann die Ergebnisse in natürlichem und polarisiertem Licht. Auch der Rolle des Kristallwassers wird Beachtung geschenkt. In Kap. XVIII werden Apparaturen zur Strukturanalyse mit Röntgenstrahlen und ihre Ergebnisse an Mischkristallen und Legierungen, ferromagnetischen Legierungen, flüssigen Kristallen und Flüssigkeiten besprochen: die Methoden und Ergebnisse an normalen Kristallen werden mit Recht als bekannt übergangen. Kap. XIX beschäftigt sich mit den physikalischen Grundlagen der Photochemie: im Vordergrunde steht das Einsteinsche Gesetz, nach dem für jedes absorbierte Quantum $h\nu$ auch ein photochemischer Prozeß erfolgen soll, der Beweis seiner Gültigkeit durch Arbeiten von Warburg und von Eggers und Noddack. Kap. XX bringt das Leuchten bei chemischen Reaktionen, die Arbeiten von Haber und Zisch und die von Franck und Cario. Kap. XXI behandelt die Franckschen Theorie der Lichtemission, wenn ein Elektron an ein elektronegatives Atom angelagert wird, und deren Stütze durch die beobachteten Bandkanten bei Spektralaufnahmen von Chlor, Brom und Jod; Kap. XXII beschreibt die interessanten Versuche Buch-Andersens, dem es gelang, durch Elektronenstoß die Reaktion eines Gasgemisches aus Wasserstoff und Stickstoff zu Ammoniak herbeizuführen, Kap. XXIII einen Fall „Photochemischer Katalyse": Cario und Franck konnten durch Zusammenbringen angeregter Quecksilbermoleküle mit Wasserstoffgas die Wasserstoffmoleküle in Atome zerlegen. Kap. XXIV erbringt den schlagendsten Beweis für die sichere Fundierung der gesamten atomistischen und quantentheoretischen Vorstellungen: die ausgezeichnete zahlenmäßige Übereinstimmung der Quantenkonstanten h einerseits aus thermischen, andererseits aus optisch-spektroskopischen und röntgenspektroskopischen Messungen. Das letzte Kapitel ist der Anwendung der modernen Atomtheorie auf die spektrale Emission der Fixsterne zur Aufklärung ihres physikalischen Zustandes gewidmet.

Die Grenzen des in diesem Buche behandelten Stoffes sind weit gezogen. Nur ein Autor von umfassenden Kenntnissen durfte sich an seine Behandlung wagen. Es ist dem Herausgeber der „Wissenschaftlichen Forschungsberichte", Herrn R. E. Liesegang, zu danken, daß er die Bearbeitung dieses Bandes in die rechten Hände legte. Hans Küstner.

Th. Vahlen, Ballistik. 231 S., 53 Abbild. Berlin u. Leipzig, Vereinigung wissenschaftlicher Verleger, Walter de Gruyter & Co. 1922. Gz. M. 7.—, geb. M. 8.50.

Es ist sehr erfreulich, daß der Verlag trotz der Ungunst der Zeiten sich entschlossen hat, das Vahlensche Lehrbuch der gesamten theoretischen Ballistik der Öffentlichkeit zu übergeben.

Der Inhalt der 18 Kapitel ist, ganz kurz bezeichnet, der folgende: 1. Einführung, Koordinaten, Erdkrümmung. 2. Die wirkenden Kräfte. 3. Grundlegung der elementaren Methoden. 4. Ausnahme- und Grenzfälle. 5. Allgemeine Flugbahneigenschaften, Grenzbahnen, Potenzreihen. 6. Die erste Klasse von Lösungen. 7. Die zweite Klasse von Lösungen. 8. Reihen nach Potenzen von $\frac{c}{g}$. 9. Störungen der Flugbahn, besonders durch Tageseinflüsse. 10. Flugbahnschwenkungen. 11. Die Flugbahn als nichtebene Kurve. 12. Kosmische Ballistik. 13. Der Drall. 14. Übergangsballistik. 15. Innenballistik. 16. Ballistische Wahrscheinlichkeitsrechnung. 17. Endballistik. 18. Zielen und Richten.

An den Ausführungen des Verfassers ist neu und wertvoll: S. 29 die einfache graphische Konstruktion der Flugbahn in aufeinanderfolgenden Bahnelementen; S. 57 die Verbesserung der Konvergenzuntersuchung von Veithen betreffs der ballistischen Potenzreihe; S. 70 die von allgemeinen Gesichtspunkten aus bewirkte weitergehende Systematisierung der verschiedenen Lösungsmethoden zweiter Klasse, sowie eine andere Art der Fehleruntersuchung; S. 121 ein graphisches Hilfsmittel, das dazu dienen soll, um zu beliebiger Zielentfernung und Windstärke die beiden Windkorrekturen zu liefern; endlich S. 213 die Vorschläge für graphische und mechanische Hilfsmittel, die sich auf das Zielen und Richten beziehen.

Aber nicht einverstanden kann man sein mit der Vorrede. Nur aus Interesse an diesem Buch, für das recht zahlreiche Neuauflagen notwendig werden mögen, richtet der Rezensent an den Verfasser die Bitte, ihm ein ganz offenes Wort darüber zu gestatten: Ein Nichtballistiker, der diese Vorrede liest, worin der Verfasser im Ton einer fast mitleidigen Überlegenheit den gegenwärtigen Stand der Ballistik bespricht und daneben seine eigenen ballistischen Leistungen aufzählt und unterstreicht, muß notwendig vermuten, daß ein großer Teil von allem, was seit Bernoulli und Euler auf diesem Gebiete veröffentlicht worden ist, völlig stümperhaft oder gar falsch gewesen sein müsse, daß aber nun mit dem Vahlenschen Buche eine ganz neue

Ära in der Geschichte der Ballistik anbreche. Jedoch beim Durchlesen des Buchs wird der Leser in mancher Hinsicht enttäuscht sein. Denn er gewinnt den Eindruck, daß der Verfasser zwar den Splitter in seiner Brüder Augen sieht, aber nicht gewahr wird der Balken in seinem Auge. Der Rezensent hat, als er das Buch in die Hand bekam und das Vorwort las, sofort erwartungsvoll z. B. § 7, S. 15 bis 22, wo vom Luftwiderstand bei schrägem Geschoßflug die Rede ist, in der Hoffnung durchgesehen, hier endlich die Komponenten des Luftwiderstandes parallel und senkrecht zur Tangente, parallel und senkrecht zur Geschoßachse, sowie das Luftwiderstandsmoment mit ausreichender Genauigkeit für beliebige Anstellwinkel ω und beliebige Geschoßgeschwindigkeiten v berechnet zu finden. Ebenso Kapitel 11, S. 126 bis 144, wo die Geschoßpendelungen behandelt werden, in der Hoffnung, daß hier nicht mehr, wie bisher fast durchweg geschehen war, die Winkel zwischen Geschoßachse und Tangente von vornherein als sehr klein vorausgesetzt seien und daß die Seitenabweichungen eines mit Rechtsdrall verfeuerten Langgeschosses, die bei großen Rohrerhöhungen bekanntlich von Rechtsabweichungen in Linksabweichungen am Schluß der Flugbahn übergehen, durch Vahlen endlich eine einwandfreie Erklärung erhalten. Aber von beidem war nichts zu finden, vielmehr zeigte sich, daß der Verfasser über die früheren Arbeiten von Mayevski, San Roberto, v. Wuich, Muzeau, Sabudski u. a. kaum hinausgekommen ist.

Andererseits ist man erstaunt, S. 14, bei der Besprechung des Luftwiderstands als Funktion der Geschoßgeschwindigkeit v allein, die Schlußfolgerung vorzufinden, daß für sehr große Geschwindigkeiten v der Luftwiderstand W proportional der ersten Potenz von v sein müsse. Man denkt zuerst an einen Druckfehler; aber auf S. 61 findet sich die Behauptung (in der Form $w : w_0 = v : v_0$) wiederholt. Es ist also die wirkliche Meinung des Verfassers. Und doch geht aus den neueren Luftwiderstandsmessungen, sowie aus dem von H. Lorenz theoretisch gewonnenen neuesten Luftwiderstandsgesetz unzweifelhaft hervor, daß die Funktion $W(v)$ mit wachsendem v asymptotisch dem Wert $W = \text{const.}\, v^2$ zustrebt. Solche falsche Behauptungen über grundlegende ballistische Fragen müssen verwirrend auf einen Leser wirken, der sich über die wahren Verhältnisse erst unterrichten will und dem die meist allzu kategorische Form, in die der Verfasser seine Behauptungen und seine kritischen Bemerkungen einzukleiden liebt, vermuten läßt, daß hier endlich die absolute Wahrheit geboten werde.

Über sein Verfahren (S. 11), ein Gesetz wie das Luftwiderstandsgesetz aus den Dimensionen der darin vorkommenden Größen abzuleiten, sagt der Verfasser am Schlusse des Buchs in Anmerkung 1, daß diese seine Schlußweise jetzt wohl allgemein anerkannt sei. Der Rezensent möchte glauben, daß dem Verfahren, so nutzbringend es in manchen Fällen sein mag, doch nur eine recht beschränkte Anwendbarkeit zukommt.

In § 16, S. 45 ff., wo von den allgemeinen Eigenschaften der Flugbahn gesprochen wird, hätte betont werden sollen, daß Konstanz des ballistischen Koeffizienten c vorausgesetzt werde. Denn andernfalls werden gewisse Sätze von § 16 unrichtig. Der Verfasser hätte in dem Lehrbuch des Rezensenten (Auflage von 1918; anastatischer Neudruck samt Ergänzungsbogen) diese Beschränkung auf konstantes c erwähnt finden können.

Die auf S. 120 abgeleitete Regel zur Berechnung der Windkorrektur (nämlich, sie für einen konstanten Wind zu ermitteln, der in der halben Flughöhe wehend gedacht ist) dürfte Anfechtung erfahren. Noch mehr wird das, was der Verfasser auf S. 109 über den Einfluß des Regens ausführt, lebhaften Widerspruch hervorrufen — trotzdem daß der Verfasser im Vorwort als ein Beispiel für „das wirkliche Zurückbleiben der Ballistik" gerade den Umstand erwähnt, daß man „bisher den Regen nicht richtig zu berücksichtigen gewußt" habe.

S. 60 u. 61 will der Verfasser gewisse Formeln verbessern, die unter der kurzen Bezeichnung „Bernoullische Lösung" vielfach in der Ballistik Verwendung finden. Aber diese in der Ballistik gebräuchlichen Formeln werden vom Verfasser auf S. 60 (Gleichungen (21) und (22)) unrichtig wiedergegeben, indem der Verfasser in den Formeln, die er verbessern will, den Faktor $\omega^{n-1} \cdot \cos \omega^{n-2}$ weggelassen hat, den die betreffenden Ausdrücke sonst enthalten.

Unverständlich ist, weshalb der Verfasser einige wichtige Arbeiten ganz unerwähnt und unbenutzt gelassen hat, wie z. B. in der äußeren Ballistik die schönen Entwicklungen von O. Wiener und Sängerwald nach Taylor oder in der inneren Ballistik das neuere Werk von Gossot und Liouville, das schon vor dem Erscheinen des Vahlenschen Buchs vorlag und worin die beiden Verfasser wenigstens versuchen, eine große Zahl von wichtigen innerballistischen Versuchsdaten mathematisch zusammenzufassen.

Als neu bezeichnet der Verfasser im Vorwort ausdrücklich die „zwischen innerer und äußerer Ballistik einzuschaltende Übergangsballistik" (Kapitel 14) und ebenso die „kosmische Ballistik" (Ballistik in großen Höhen; Kapitel 12). Die Übergangsballistik ist keineswegs so neu, wie der Verfasser zu glauben scheint; etwa 5 frühere Arbeiten, worin freilich die Vorgänge beim Austreten des Geschosses aus der Mündung (und unmittelbar danach) etwas anders behandelt sind, scheinen ihm unbekannt geblieben zu sein. Und was die von ihm sogenannte kosmische Ballisik anlangt; — konnte wirklich der Verfasser, der doch von dem Fernschießen nach Paris gehört hat, annehmen, daß der Firma F. Krupp ohne vorausgehende genaue Flugbahnberechnungen usw. durch den Erfinder und Konstrukteur der großartige ballistische Erfolg möglich geworden wäre?

Liest man aber das betreffende Kapitel über die kosmische Ballistik, so stößt man gleich zu Beginn S. 145 auf das folgende unrichtige Operieren mit Differentialen: Es wird von der bekannten Gleichung ausgegangen:

$$\frac{dp}{dt} \cdot \frac{dx}{dt} + g = 0,$$

wo p den Tangens des Horizontalneigungswinkels der Bahntangente im Punkt (x, ξ) bezeichnet, also $p = \frac{d\xi}{dx}$. Daraus wird weiter geschlossen:

$$d^2p \cdot dx + d^2x \cdot dp = 0;$$

somit:

$$\frac{d^2p}{dx\,dp} = -\frac{d^2x}{dx^2} = -\frac{\frac{d^2x}{dt^2}}{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2},$$

— was unrichtig ist. Zumal da sich im Vorwort der Verfasser mit seinem Buch besonders an die „Studierenden der mathematisch-physikalischen Wissenschaften wenden will, die im Feld Interesse an der Ballistik gewonnen haben", so wären solche elementaren Fehler des Differentiierens besser vermieden worden.

Rein äußerlich sind die vielen Druckfehler störend; ein Druckfehlerverzeichnis hat der Verfasser für unnötig gehalten.

Trotz alledem stellt das Buch auf dem Gebiet der Ballistik eine der bedeutungsvollsten Erscheinungen

der neueren Zeit dar. Allen, die sich für ballistische Fragen interessieren, soll das Studium des Buchs nachdrücklich empfohlen werden. C. Cranz.

F. Kohlrausch, Lehrbuch der praktischen Physik. 14., stark vermehrte Auflage, bearb. von E. Brodhun, H. Geiger, E. Giebe, E. Grüneisen, L. Holborn, K. Scheel, O. Schönrock und E. Warburg. gr. 8°. XXVIII u. 802 S. m. 395 Figuren im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1923. Gz. geh. 12, geb. 14.

Die Neuauflage weist in allen Teilen eine große Zahl von Ergänzungen und Zusätzen auf, die auch rein äußerlich trotz einiger Streichungen durch den stark vermehrten Umfang in Erscheinung tritt. Davon werden im Vorwort besonders erwähnt: „So wurden die technischen Anweisungen auf die Behandlung hoher Drucke ausgedehnt und der Wägung und der Bestimmung von Gas- und Dampfdichten neue Beispiele und Verfahren angefügt. Eine Erweiterung erfuhr das Kapitel über die Längenmessung, ferner die Thermometrie in bezug auf das Gas- und Dampfdruckthermometer, sowie auf die Pyrometer, welchen die Messung der Gesamtstrahlung zugrunde liegt. Die Darstellung über die Messung der Gefrier- und Siedepunktsänderung von Lösungen wurde umgearbeitet, die Messungen der Gase, sowie der Joule-Thomson-Effekt kurz behandelt. Die Messung der Schallgeschwindigkeit fand eine eingehendere Beschreibung.

Von den optischen Kapiteln blieben im wesentlichen nur die Messungen der Kristalle und des natürlichen Drehvermögens ungeändert; alle anderen sind einer durchgreifenden Umarbeitung unterzogen. Obwohl sich dabei durch eine straffere Anordnung des Stoffes, bei der Zusammengehöriges mehr als bisher vereinigt wurde, Kürzungen im einzelnen erreichen ließen, mußte doch im ganzen der alte Umfang der Optik vergrößert werden, damit alle wichtigeren Beobachtungsverfahren berücksichtigt werden konnten. Die Verteilung des Stoffes auf die einzelnen Kapitel ist im wesentlichen beibehalten, nur kam ein neues über magneto-optische Untersuchungen hinzu, das außer von der elektromagnetischen Drehung der Polarisationsebene von dem Zeeman- und dem Stark-Effekt handelt. Besonders wurden die Kapitel über den wichtigsten optischen Apparat, das Spektrometer, und über die Verfahren zur Bestimmung der Wellenlänge wesentlich erweitert. Bei der Behandlung der Linsen fanden die Methoden zur Untersuchung des Korrektionszustandes, bei der Photometrie die Messung verschiedenfarbiger Lichtquellen, sowie die objektive Bestimmung der Lichtquellen Berücksichtigung.

Die Darstellung der elektrischen und magnetischen Messungen konnte an manchen Stellen gekürzt und zusammengezogen werden, wobei man durch einige Umstellungen und eine Unterteilung in kleinere Abschnitte eine bessere Übersicht zu erreichen suchte. Die Kapitel über Elektrometrie, magnetische Induktion, Wechselströme, elektrische Schwingungen, ionisierte Gase, Kathoden- und Kanalstrahlen wurden teilweise umgearbeitet und erweitert, sowie ein neuer Abschnitt über Dielektrika eingefügt, der außer dem früheren Kapitel über die Dielektrizitätskonstante die Bestimmungen der Leitfähigkeit und der Durchschlagsfestigkeit enthält.

Die kurzen Kapitel über elektrische Maschinen und Transformatoren sind weggeblieben. Da in dieser Hinsicht wohl schon vielfach ausführlichere Darstellungen zu Hilfe genommen worden sind, wird die Lücke nicht sehr empfunden werden. Die Messung der elektrischen Lampen ließ sich mit der Photometrie der übrigen Lichtquellen vereinigen.

In die 10. Tabelle über feste Körper wurden die Werte der Suszeptibilität mit aufgenommen, ebenso in die 11. über Flüssigkeiten dieselbe Größe, ferner die Kapillarkonstante, die Zähigkeit und die Dielektrizitätskonstante. Wesentlich vergrößert wurden die Tabelle 12 über Gase und die Tabellen 22 und 23 über Wellenlängen; neu hinzugekommen ist die Tabelle 28 über die Empfindlichkeit des Auges."

Eine große Zahl neuer Literaturhinweise erleichtert ferner das Studium wichtiger Originalarbeiten, so daß das Buch in seiner neuen Form den Anforderungen des Studiums wie der Forschung in jeder Weise gerecht werden wird. G. Cario.

H. Greinacher, Einführung in die Ionen- und Elektronenlehre der Gase. 8°. 121 S. m. 64 Abbildungen im Text. Bern, Paul Haupt. 1923. Gz. M. 4.—.

Der Verfasser bezweckt, an Hand von Versuchen eine elementare Einführung in das Gebiet der Ionen- und Elektronenlehre zu geben und damit jene grundlegenden radiologischen Kenntnisse zu vermitteln, die heute für Physiker, Elektrotechniker und Mediziner gleich wichtig sind.

Die Darstellung ist abgefaßt in Einzelvorlesungen. Der Gedankengang derselben ist klar und durchsichtig. Komplizierte Ableitung von Formeln ist vermieden. Nur Endformeln werden gegeben. Eine Ausnahme bilden besonders wichtige Formeln (wie z. B. die Richardsonsche und die Langmuirsche), deren Ableitung leicht durchführbar ist. Die Versuche sind durch schematische Figuren, der Experimentalaufbau durch Photographien desselben anschaulich gemacht.

Der Stoff wird in vier Hauptabschnitte gegliedert: 1. Gesetze der Gasionen im allgemeinen. 2. Leitfähigkeit der Flammengase. 3. Ionisierung durch hohe Temperaturen. 4. Der lichtelektrische Effekt.

Während Teil 1 und 2 ihrem Inhalte nach ähnlich J. J. Thomsons berühmtem „Elektrizitätsdurchgang in Gasen", nur viel elementarer, weniger eingehend und mehr auf das Experiment zugeschnitten sind, bieten Teil 3 und 4 eine Fülle seit dem Erscheinen jenes Buches neuen Materials. Hier seien nur erwähnt: die Hochvakuumentladung und die Raumladungscharakteristik; das Anregungspotential sowie die Grundzüge der Arbeiten Francks und seiner Schule.

Befremdlicherweise vermißt der Leser manches, was er nach dem Titel erwartet hätte. So sind die Kanalstrahlen und ihre Umladungserscheinungen gar nicht behandelt; die Ionisierung durch Röntgenstrahlen ist nur kurz abgetan: hier hätten Wilsonsche Aufnahmen nicht fehlen dürfen. Es ist das um so befremdlicher, als die lichtelektrischen Erscheinungen fester Körper, die mit Gasen doch nur indirekt zu tun haben, ausführlich behandelt wurden, z. B. durch Eingehen auf den „inneren lichtelektrischen Effekt", dessen Entdecker übrigens Gudden und Pohl (nicht Pohl allein, wie der Verf. angibt), sind.

Die photographische Aufnahme der Versuchsanordnungen ist nicht immer mit Geschick durchgeführt. Hier hätten im Hintergrunde befindliche Schalttafeln, Wandschränke mit Chemikalien usw.,

die das Bild oft sehr verwirren, durch einen Schirm verdeckt werden müssen. Aber weit mehr als die Aufnahme selbst läßt die Wiedergabe der Klischees und das Papier zu wünschen übrig.

Hans Küstner.

M. v. Laue, Die Relativitätstheorie. Bd. II: Die allgemeine Relativitätstheorie und Einsteins Lehre von der Schwerkraft. 2. umgearbeitete Auflage. 8°. XIII u. 290 S. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn A.-G. 1923. Gz. geh. M. 9.—, geb. M. 10.50.

Die 1. Auflage des Laueschen Buches ist in dieser Zeitschrift, Bd. 23, 269, 1922, besprochen worden. Die 2. ist in der Anlage unverändert, jedoch sind im einzelnen zahlreiche Verbesserungen vorgenommen worden. Besonders beachtenswert ist die durchsichtige Darstellung der Tensoranalysis. Hinzugekommen ist ferner ein Abschnitt über die kosmologischen Betrachtungen. Das Buch wirkt trotz der Vermeidung des spekulativen Gerankes, das sich in vielen Darstellungen so breit macht, in seiner Geschlossenheit überzeugend und ist damit ein neuer Beweis, daß die Stärke der Relativitätstheorie nicht auf vagen Ideen, sondern ihrem physikalischen und mathematischen Gehalt beruht. Es ist allen denen auf das Wärmste zu empfehlen, die durch ein intensives Studium, das allerdings erforderlich ist, zu dem Verständnis der schwierigen Materie vordringen wollen.

Nordheim.

Garten, S., Beiträge zur Vokallehre. I. Analyse der Vokale mit dem Quinckeschen Interferenzapparat. II. Eigentöne der Mundhöhle bei Einstellung auf verschiedene Vokale ohne Betätigung der Stimme. III. Garten, S. u. F. Kleinknecht, Die automatische harmonische Analyse der gesungenen Vokale. Abh. d. math.-phys. Kl. d. Sächs. Akad. d. Wiss. 38. Bd., Nr. 7—9. Leipzig, B. G. Teubner. 1921.

I. Zu der Erklärung der Theorie der Vokale bestehen heute zwei Hypothesen; die eine von Helmholtz (Oberton-Theorie) und die andere von Hermann (Formanten-Theorie). Diese letzte erhielt durch Versuche von W. Köhler einen schweren Stoß, weil diesem gelungen war, die Vokale durch Vernichten einzelner harmonischer Teiltöne mit dem Quinckeschen Interferenzapparat so umzuwandeln, daß ein anderer Vokal gehört wurde. Garten zeigt nun, daß die Schlüsse von Köhler nicht stimmen und stellt zugunsten der Hermannschen Lehre fest, daß unharmonische Teiltöne, die von den harmonischen entfernt liegen, an dem Quinckeschen Apparat durch Interferenz mit vernichtet werden können.

II. Um die Eigentöne der Mundhöhle festzustellen, nahm Garten mit seinem Schallschreiber Schwingungen der Mundhöhle auf, die durch einen Funkenknall vor dem geöffneten Munde bei verschiedenen Vokalen, bzw. durch Anblasen der Mundhöhle oder auch beim Flüstern entstanden. Phonetisch wichtig ist, daß Garten unter anderem feststellte, daß der Eigenton der Mundhöhle mit der Erweiterung der Stimmritze erhöht wird.

III. Die harmonische Analyse nach Fourier gestattet nur die Feststellung der harmonischen Partialtöne; um diesem Mißstand abzuhelfen, hat Garten einen variablen Resonator hergestellt, wodurch er den natürlichen Verhältnissen in der Mundhöhle möglichst nahe kommt. Der Apparat besteht aus einer Hohlkugel, die sehr rasch von einem großen Volumen zu einem kleinen zusammenschrumpfen kann und während des Einschrumpfens ein Resonator für verschiedene hohe Töne wird. Die von Garten gebaute Hohlkugel verkleinert sich in Bruchteilen von Sekunden bis auf ca. ein Viertel ihres Durchmessers. Er hat Vokale in möglichst gleicher Stärke gesungen und nun dem Schallschreiber zugeführt. Der Apparat von Garten ermöglicht also die Aufschreibung der Resonanzmaxima nicht streng gleichzeitig, aber sekundenweise hintereinander. Eine kategorische Stellung gegen bzw. für Helmholtz bzw. Hermann nimmt Garten nicht ein; er sagt aber, daß nach seinen Untersuchungen alle Teiltöne in ihren Amplituden stark verkleinert werden, deren Schwingungszahl größer ist als die der Eigentöne des Ansatzrohres; endlich sagt Garten, daß für unser Ohr der Vokal ausschließlich durch die Formanten charakterisiert wird.

Panconcelli-Calzia.

Carl Friedrich Gauß, Werke. Zehnten Bandes zweite Abteilung, Abhandlung IV: Gauß als Geometer. Von Paul Stäckel. 4°. 124 S. In Kommission bei B. G. Teubner, Leipzig. 1923. Gz. M. 8.—.

In diesem, aus den „Materialien für eine wissenschaftliche Biographie von Gauß" abgedruckten Aufsatz berichtet Stäckel über Gauß' Leistungen und Bemühungen auf allen Gebieten der Geometrie. Da diese noch mehr als aus den Veröffentlichungen aus gelegentlichen Bemerkungen sowie aus Briefen und überlieferten Gesprächen zu ersehen sind, bedurfte es hierzu gründlicher historischer Forschung, die Stäckel verdienstvoller Weise und mit bestem Erfolg unternommen hat. Der Inhalt gliedert sich in die folgenden Abschnitte: 1. Die Grundlagen der Geometrie. 2. Geometria situs. 3. Die komplexen Größen in ihrer Beziehung zur Geometrie. 4. Elementare und analytische Geometrie. 5. Die allgemeine Lehre von den krummen Flächen. Außer den häufigen Einblicken in die Arbeitsweise und Lebensschicksale des großen Forschers dürfte dem Physiker die Entstehung der flächentheoretischen Arbeiten besonderes Interesse bieten. Diese rein mathematischen Untersuchungen, deren Bedeutung ja bekannt ist, entstanden in lebendigem Zusammenhange mit den praktischen Arbeiten an der Landesvermessung; ein Verhältnis, wie es heute, nachdem die Wissenschaften so weit auseinandergewachsen sind, nur noch selten statthat.

H. Kneser.

Personalien.

(**Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.**)

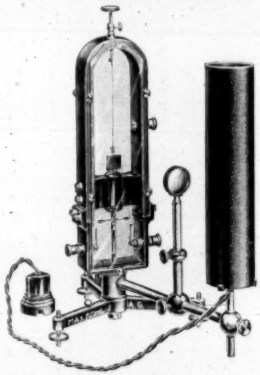
Habilitiert: Dr. Alexander Goetz für Experimentalphysik an der Universität Göttingen.

Ernannt: Die a. o. Professoren an der Technischen Hochschule Graz Dr. Viktor Cordier (allgemeine Chemie) und Regierungsrat Dr. Franz Hemmelmayr (Enzyklopädie der Chemie, Agrikulturchemie und organische Elementaranalyse) zu ord. Professoren ebenda, der Vorstand des Instituts für Zellulosechemie an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Ing. Emil Heuser zum Leiter des wissenschaftlichen Forschungsinstitu's der vereinigten Glanzstoffabriken in Seehof bei Berlin.

Gestorben: Der frühere ord. Honorarprofessor der Chemie an der Universität Marburg Dr. B. Rathke.

Für die Schriftleitung verantwortlich Dr. Hans Küstner in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Max Kohl A.G. Chemnitz



61 392. Drehspul-Spiegelgalvanometer.

Physikalische Apparate

Funken-Induktoren

Ölluftpumpen

Experimentier-Schalttafeln

Projektions-Apparate

Laboratorienmöbel

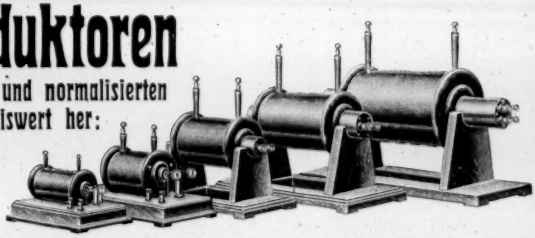
in gediegener Ausführung.

Weltausstellung Brüssel: 4 Grosse Preise; Turin: 2 Grosse Preise;
Dresden: Grosser Preis.

Funken-Induktoren

stellen in großen Serien und normalisierten Typen besonders preiswert her:

Physikalische Werkstätten A.-G.
Göttingen 1.



Großes Beugungsgitter

(Plan- oder Konkavgitter von mindestens 3 m Krümmungsradius) **zu kaufen** oder gegen andere Apparate einzutauschen gesucht.

Angebote mit genauen Angaben über Dimensionen und Ursprung des Gitters erbeten unter **S. H. 626** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig, Königstraße 2.

S. HIRZEL IN LEIPZIG

W. Moede

Experimentelle Massenpsychologie

Mit 16 Abb. 8°. (VI u. 239 S.) 1920.

Grundzahl geh. M. 3.—, gebd. M. 4.50. Grundzahl mal Schlüsselzahl des Börsenvereins D. B. ergibt den Marktpreis. Für das Ausland ist Grundzahl 1 = schweiz. Frank 1,25.

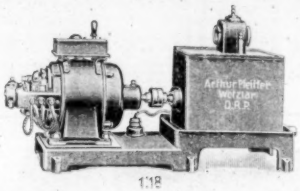
Der Betriebsleiter, der mit Arbeitermassen oder -gruppen zu tun hat, jeder, der Wirkungen auf die Massen auslösen will, alle werden in diesem Neuland von den Bäumen Früchte der Erkenntnis pflücken, die ihr geistiges Rüstzeug schärfen. Moede baut auf selbst erkanntem und versuchtem Tatsachenmaterial auf. Phantasieschlüsse sind ihm fremd. Und gerade deshalb ist seine Arbeit wertvoll. (Ingenieur-Zeitung.)

Bibliothek wird fortgesetzt.

Pfeiffer's

Haupt-Erzeugnisse

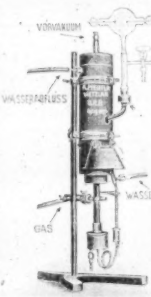
Liste E einfordern



1:18

Rotierende Öl-Luftpumpe D.R.P.

Quecksilber-Dampfstrahlpumpe
D. R. P. angem. ganz aus Stahl



1:20

Hochvakuum-Pumpen, Vakua bis $^1/_{1\,000\,000}$ mm Hg.
Saugleistung bis 50 cbm per Stunde
Photometer aller Systeme
Öl-Prüfapparate, Schnellviskosimeter usw.
Funken-Induktoren bis 1000 mm Funkenlänge
Doppel-Pendelgleichrichter
Oscillographen

Arthur Pfeiffer
Wetzlar

Neue Hochvakuum-Diffusions-Pumpe aus Metall

nach Prof. Gaede

D.R.P. und Auslandspatente angemeldet

Saugleistung: 15 Liter per Sek.
Vorvakuum: 20 mm

Alleinige Hersteller

E. Leybold's Nachfolger A.-G.
Köln a/Rhein, Brüderstr. 7

Sonderliste auf Wunsch

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.